

KERNMOMENTE UND ÄNDERUNGEN DER MITTLEREN
QUADRATISCHEN KERNLADUNGSRADIEN BEI
ZINN UND INDIUM

H. Lochmann

(Doktorarbeit vorgelegt der Universität Mainz)

1985

**Kernmomente und Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien
bei Zinn und Indium**

**Dissertation
zur Erlangung des Grades**

"DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFT"

**am Fachbereich Physik
der Johannes-Gutenberg Universität in Mainz**

**Helmut Lochmann
geb. in Wiesbaden**

Mainz 1985

Tag der mündlichen Prüfung: 5. März 1985

Berichterstatter: Prof. G. Huber

Prof. G. Fricke

Zusammenfassung

Mit kollinearer Laserspektroskopie an stabilen Zinnisotopen und an durch Schwerionenfusion als Verdampfungsrestkerne produzierten radioaktiven neutronenarmen Zinn- und Indiumisotopen wurden durch die Messung von Hyperfeinstrukturaufspaltungen und Isotopieverschiebungen die Kernmomente und die Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien bestimmt.

Die vorliegende Arbeit ist eine Fortführung der ersten Messungen an durch Schwerionenfusion produzierten Verdampfungsrestkernen der Indiumisotopenkette ($Z = 49$) und stellt Ergebnisse für die Isotope $^{105,106}\text{In}$, sowie die Ergebnisse an der Isotopenkette des Nachbarelementes Zinn ($Z = 50$) mit den radioaktiven Isotopen $^{108,109,110}\text{Sn}$ und der Kette der stabilen Isotope $^{112-124}\text{Sn}$ vor.

Die radioaktiven Zinn- und Indiumisotope wurden in der FEBIAD-Plasma-Ionenquelle des on-line Massenseparators am GSI-UNILAC in Darmstadt in den Reaktionskanälen $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}; 3n-6n)^{111-108}\text{Sn}$ und $^{94}\text{Mo}(^{16}\text{O}; p3n, p4n)^{106,105}\text{In}$ produziert.

Der massenseparierte 54,3 keV Ionenstrahl wurde mit dem Laserstrahl eines cw-Farbstoff-Ringlasers kollinear überlagert und durch eine Ladungsaustauschreaktion in einer Natriumdampfzelle neutralisiert. Im Zinn wurde der Übergang mit $\lambda = 452,5 \text{ nm}$ ($5p^2 \ ^1S_0 \rightarrow 5p6s \ ^1P_1$) angeregt und Fluoreszenz bei $\lambda = 326,3 \text{ nm}$ ($5p6s \ ^1P_1 \rightarrow 5p^2 \ ^1D_2$) nachgewiesen. In Indium erfolgte die optische Anregung mit $\lambda = 451,1 \text{ nm}$ ($5p^2 P_{3/2} \rightarrow 6s \ ^2S_{1/2}$) und der Fluoreszenznachweis mit $\lambda = 410,2 \text{ nm}$ ($6s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2 P_{1/2}$).

Die aus den Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Indiumspektren abgeleiteten magnetischen Dipolmomente sind im Rahmen des Schalenmodells verständlich und zeigen für alle Isotope der gesamten Kette $^{105-115}\text{In}$ bei jeweiligem Kernspin einen relativ konstanten Verlauf, wobei der hier gemessene Wert für ^{105}In sich gut in diese Systematik einfügt, aber mit einem in der Literatur angegebenen Wert nicht übereinstimmt.

Aus dem ebenfalls gleichförmigen Verlauf der gemessenen spektroskopischen Quadrupolmomente ergibt sich unter der Annahme starker Kopplung eine im betrachteten Isotopenbereich konstante statische Deformation von $\langle\beta\rangle = 0,12$.

Die aus den Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Spektren der ungeraden stabilen Zinnisotope abgeleiteten magnetischen Dipolmomente sind in

Übereinstimmung mit den in der Literatur angegebenen Werten. Für das radioaktive Isotop ^{109}Sn werden vorläufige Werte einer Abschätzung für das magnetische Dipolmoment und das spektroskopische Quadrupolmoment angegeben, während für das radioaktive Isotop ^{111}Sn aufgrund der unzureichenden Statistik keine Angaben möglich sind.

Die aus den Isotopieverschiebungen bestimmten Änderungen der mittleren quadratischen Kernladungsradien für Indium und Zinn wurden unter Verwendung mittels Dirac-Fock-Rechnungen erhaltener elektronischer Faktoren und für Zinn mit einem aus einer $K\alpha$ -X-Ray Messung gewonnenen $\delta\langle r^2 \rangle^{124,116}$, für Indium mit einem aus den g-g-Isotonen der Nachbarelemente Zinn und Cadmium berechneten Mittelwert für $\delta\langle r^2 \rangle^{115,113}$, geeicht.

Die auf diese Weise erhaltenen Resultate sind nicht widerspruchsfrei mit dem einfachen Zwei-Parameter-Modell der Kernvolumenänderung bei konstanter Deformation (Droplet-Modell) plus Formänderung bei konstantem Volumen interpretierbar.

Inhaltsverzeichnis

1)	Einleitung	7
2)	Laserspektroskopische Grundlagen	10
2.1)	Zinn	10
2.2)	Indium	13
3)	Produktion und Produktionsergebnisse	15
3.1)	Produktion	15
3.2)	Produktionsergebnisse	17
4)	Aufbau des Experiments	19
4.1)	Der Massenseparator und die Ionenquelle	19
4.2)	Kollineare Laserspektroskopie	22
4.2.1)	Methode	22
4.2.2)	Der schnelle Atomstrahl	24
4.2.3)	Aufbau	25
4.3)	Datenaufnahme	27
5)	Optische Spektren	28
6)	Zinn	32
6.1)	Hyperfeinstruktur und Kernmomente	32
6.2)	Isotopieverschiebung und Kernladungsradien	38
7.)	Indium	46
7.1)	Hyperfeinstruktur und Kernmomente	46
7.2)	Isotopieverschiebung und Kernladungsradien	50
8)	Diskussion	53
9)	Ausblick	56
9.1)	Zinn	56
9.2)	Indium	57
10)	Anhang	59
11)	Referenzliste	69

1)	Einleitung	1
2)	Laserspektroskopische Grundlagen	10
2.1)	Linien	10
2.2)	Linienintensitäten	10
3)	Prozession und Probekontamination	15
3.1)	Prozession	15
3.2)	Probekontamination	15
4)	Einfluss des Experimenten	19
4.1)	Der Messapparat und die Ionisationskammer	19
4.2)	Einfluss des Experimenten	19
4.2.1)	Einfluss des Experimenten	19
4.2.2)	Der schmale Schmelz	24
4.2.3)	Aufbau	25
4.2.4)	Einfluss des Experimenten	27
5)	Optische Spektren	28
6)	Linien	31
6.1)	Hypothese über die Kernmomente	31
6.2)	Laserspektroskopie und Kernabstände	32
7)	Linien	40
7.1)	Hypothese über die Kernmomente	40
7.2)	Laserspektroskopie und Kernabstände	50
8)	Einfluss des Experimenten	53
9)	Ausblick	58
9.1)	Linien	58
9.2)	Linien	57
10)	Anhang	59
11)	Referenzen	63

1) Einleitung

Wichtige Größen in der Kernphysik sind der Kernspin I , das magnetische Dipolmoment μ , das spektroskopische Quadrupolmoment Q_S und der mittlere quadratische Kernladungsradius $\langle r^2 \rangle$. Die Kenntnis dieser Atomkernzustandseigenschaften über den ganzen Bereich der Nuklidkarte auch in Isotopenketten bis in Regionen weitab der Stabilität hinein bietet eine Systematik, die es erlaubt Kernmodelle hinsichtlich ihrer Aussagefähigkeit zu überprüfen bzw. Stützwerte für die Entwicklung neuer theoretischer Ansätze zur Beschreibung anzugeben.

Eine Vielfalt von Methoden bietet den experimentellen Zugang zu diesen Größen. Eine wesentliche Methode ist die kollineare Laserspektroskopie on-line am schnellen Ionen- und Atomstrahl. Sie kombiniert die sehr effektive Produktionsmethode der on-line Massentrennung von Kernreaktionsprodukten mit einer universellen hochauflösenden und empfindlichen Variante der optischen Spektroskopie - der kollinearen Laserspektroskopie.

Die Information über den Atomkern erhält man aus der Wechselwirkung der Hüllenelektronen mit dem Atomkern. Durch Messung von Hyperfeinstrukturaufspaltungen lassen sich die Kernspins sowie die Kernmomente und durch die Isotopieverschiebung die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradiuses in Isotopenketten bestimmen. Eine detaillierte Darstellung des Zusammenhangs dieser Größen wird im Anhang dieser Arbeit gegeben.

Das Interesse dieser Arbeit galt den in Z benachbarten Elementen Zinn ($Z = 50$) und Indium ($Z = 49$). Die kernphysikalischen Eigenschaften von Elementen bei $Z = 50$ sind von fundamentalem Interesse:

- A) Bei $Z = 50$ liegt ein "magischer" Protonenschalenabschluß vor.
- B) Die Neutronenzahl N umfaßt annähernd zwei "magische Zahlen", d.h. Neutronenschalenabschlüsse. Sie nähert sich auf der neutronenarmen Seite $N = 50$, wobei der experimentell noch nicht nachgewiesene doppeltmagische Kern $^{100}_{50}\text{Sn}$ /Roe84/ von außergewöhnlich großem Interesse für die

Kernphysik ist, und erstreckt sich auf der neutronenreichen Seite über $N = 82$ hinweg.

In diesem Gebiet schließt man starke Quadrupoldeformationen zwischen den Schalenabschlüssen aus und erhofft so, daß feinere Kernstruktureffekte wie Unterschalenabschlüsse z.B. bei $N = 64$ oder auch Polarisierungseffekte sichtbar werden, die sonst von Deformationseffekten überdeckt werden können.

Vom Standpunkt des extremen Schalenmodells erwartet man bei $N = 64$ einen Unterschaleneffekt in den mittleren quadratischen Kernladungsradien. Unterhalb von $N = 64$ sollte die Besetzung der Neutronenschalen $2d_{5/2}$ und $1g_{7/2}$ überwiegen, während für $N > 64$ vorzugsweise die Unterschalen $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ und $1h_{11/2}$ aufgefüllt werden sollten. Bei Zinn ist aufgrund der "magisch" abgeschlossenen Protonenschale nicht mit einem großen Quadrupol-Deformationsanteil im Kernvolumeneffekt der Isotopieverschiebung zu rechnen und die Quadrupolmomente selbst sollten im wesentlichen durch die Einteilchen-Quadrupolmomente der entsprechenden Valenzneutronen bestimmt sein. Dies gilt auch für die magnetischen Dipolmomente. Bei Indium werden die magnetischen Momente der u-g-Isotope vom Moment des $1g_{9/2}$ -Protonen-Lochzustands bestimmt, während bei den u-u-Isotopen die Momente durch Kopplung eines $\nu(1g_{7/2})^{-1}$ oder $\nu(2d_{5/2})^{-1}$ -Zustands an den $\pi(1g_{9/2})^{-1}$ -Zustand beschrieben werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden bei der GSI in Darmstadt zwei Strahlzweige zum empfindlichen Nachweis der optisch angeregten stabilen und kurzlebigen radioaktiven Atome aufgebaut. Am Testseparator im Laborbereich wurde ein Experimentierstrahlzweig aufgebaut, der es erlaubte, die an der GSI überlegte Variante des empfindlichen optischen Nachweises an stabilen Isotopen der interessierenden Elemente zur on-line benötigten Empfindlichkeit zu entwickeln und die es weiterhin erlaubt Modifikationen der Methode, wie Ladungsaustausch mit einem Natrium-Jet in der Beobachtungsregion /Ber84a,b/ oder Feldionisation von am schnellen Atomstrahl in kollinearer Geometrie durch Zweiphotonenübergänge erzeugten Rydbergatomen mit anschließendem Teilchennachweis /Din84/, experimentell zu realisieren.

Am on-line Massenseparator wurde ein den dort vorhandenen Gegebenheiten und Notwendigkeiten angepaßter zweiter Strahlzweig zur Spektroskopie an radioaktiven Isotopen aufgebaut. Dabei wurde großer Wert auf die Kompatibilität aller wesentlichen Komponenten beider Strahlzweige gelegt, so daß es leicht möglich ist, die Komponenten untereinander auszutauschen oder zu ergänzen.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden die laserspektroskopischen Grundlagen der zu untersuchenden Elemente dargestellt. Es schließt sich ein Abschnitt über die Produktion und die Produktionsergebnisse an. Weiter wird der experimentelle Aufbau zur Messung der radioaktiven Isotope vorgestellt. Dabei wird im Detail auf den on-line Massenseparator und das Target-Ionenquellen-Verbundsystem eingegangen. Es wird eine kurze Einführung in die Prinzipien der kollinearen Laserspektroskopie gegeben, sowie die an der GSI entwickelte Variante des optischen Nachweises dargestellt. Im fünften Abschnitt wird eine Auswahl der aufgenommenen optischen Spektren gezeigt. In den sich anschließenden Abschnitten 6, 7 und 8 werden die aus den Spektren direkt gewonnenen Daten und die daraus abgeleiteten kernphysikalischen Informationen im Rahmen bestehender Modellvorstellungen und Systematiken diskutiert. In einem Anhang wird als Ergänzung zur Vermittlung einer Übersicht eine Darstellung des Zusammenhangs der kernphysikalischen Größen mit den atomphysikalischen Meßgrößen gegeben.

2) Laserspektroskopische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die laserspektroskopischen Grundlagen wie Termschemata, Übergangswellenlängen, Übergangswahrscheinlichkeiten und Lebensdauern der zu untersuchenden Elemente Zinn und Indium dargestellt.

2.1) Zinn

Zinn besitzt die Elektronengrundzustandskonfiguration $5s^2 5p^2$. Die daraus resultierenden Singulett und Triplett Feinstrukturzustände sind zusammen mit den ersten angeregten elektronischen Zuständen $5p6s \ ^3P_{0,1,2}$ und $\ ^1P_1$ als Ausschnitt aus dem Gesamttermschema in Abbildung 1 gezeigt. Zusätzlich ist die Grundzustandsenergie des Valenzelektrons des zur Neutralisation des Ionenstrahls benutzten Ladungsaustauschpartners Natrium relativ zur Ionisierungsgrenze des Sn angedeutet. Dieser Darstellung kann man entnehmen, daß der Ladungsaustausch quasiresonant mit einem Energiedefekt ΔE von etwa 0,077eV in den metastabilen $5p^2 \ ^1S_0$ -Zustand erfolgt. Von diesem Zustand aus sind zwei optische Übergänge mit cw-Lasern zugänglich:

$$5p^2 \ ^1S_0 \rightarrow 5p6s \ ^1P_1 \text{ mit } \lambda_1 = 452,5 \text{ nm und}$$

$$5p^2 \ ^1S_0 \rightarrow 5p6s \ ^3P_1 \text{ mit } \lambda_2 = 563,2 \text{ nm,}$$

wobei in beiden Fällen der optische Nachweis auf den Übergängen zum $5p^2 \ ^1D_2$ -Zustand und den $5p^2 \ ^3P$ -Zuständen erfolgen kann (Tabelle 1).

Durch die stark unterschiedlichen Wellenlängen von Absorptions- und Fluoreszenzübergängen ist durch den Einsatz von Farbgläsern und Interferenzfiltern Streulichtunterdrückung gegenüber der Anregungslinie möglich. Der Übergang im Singulett-System hat gegenüber dem Interkombinationsübergang eine etwa zehnfache Übergangswahrscheinlichkeit, und mit dem Farbstoff Stilben 3 stehen in Einmodenbetrieb bei einem cw-Farbstoff-Ringlaser Laserleistungen bis zu 200 mWatt zur Verfügung,

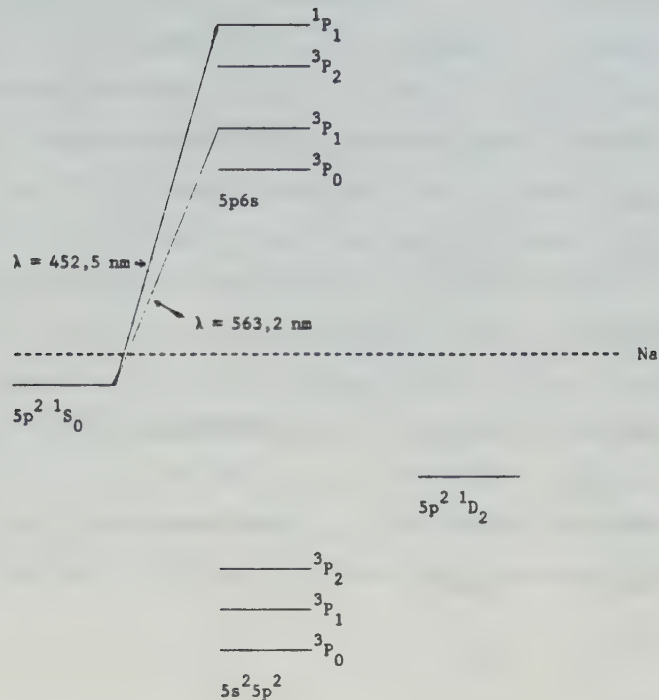


Abbildung 1: Ausschnitt aus dem Termschema von SnI. Die unterbrochene Linie zeigt die Bindungsenergie des 3s-Valenzelektrons von Natrium relativ zur Ionisierungsgrenze von SnI.

während für den Interkombinationsübergang mit dem Farbstoff Rhodamin 110 bei cw-Farbstoff-Ringlasern Leistungen im Einmodenbetrieb bis zu 1 Watt erreichbar sind.

Betrachtet man das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Anregung und Fluoreszenz, so stellt man fest, daß beide Übergänge sehr stark optisch gepumpt werden und Mehrfachanregungen des gleichen Atoms kaum möglich sind, d.h. ein Atom welches vor der Beobachtungsregion angeregt wird, ist dem optischen Nachweis entzogen, da es in beiden Fällen mit über 90%-iger Wahrscheinlichkeit in Zustände zerfällt, von denen aus es mit dem Laser nicht mehr angeregt werden kann.

Der Grundzustandsübergang $5p^2 \ ^3P_0 \rightarrow 5p6s \ ^3P_1$ mit $\lambda = 286,3 \text{ nm}$ ist nur mit Frequenzverdopplung möglich [Bai83/, [Ans84/ und die dabei erreichbaren Laserleistungen reichen nicht aus, um den Übergang zu sättigen. Ein

SnI (5p6s - 5p ²)			
ps - p ²	λ (nm)	A (10 ⁸ s ⁻¹)	
¹ P ₁ - ¹ S ₀	452,5	0,26	Anregung
- ³ P ₀	254,7	0.21	Nachweis
- ³ P ₁	266,2	0,11	"
- ³ P ₂	279,1	<10 ⁵ s ⁻¹	"
- ¹ D ₂	326,3	2,7	"
³ P ₁ - ¹ S ₀	563,2	0,024	Anregung
- ³ P ₀	286,4	0,54	Nachweis
- ³ P ₁	300,9	0,38	"
- ³ P ₂	317,5	1,0	"
- ¹ D ₂	380,1	0,28	"

Tabelle 1: Übergangswellenlängen und Übergangswahrscheinlichkeiten im Zinn /Rea80/.

solches Frequenzverdopplungssystem stand nicht zur Verfügung.

Im Vorgriff auf die Darstellung des Indiumtermschemas läßt sich zusätzlich anführen, daß die Wellenlänge des Singulett-Übergangs bis auf 1,4 nm mit der blauen Linie des zur Spektroskopie benutzten Indiumübergangs übereinstimmt. Aus diesen genannten Gründen wurde für die ersten Messungen der Isotopieverschiebung mit kollinearer Laserspektroskopie an den stabilen und radioaktiven Zinnisotopen der blaue Singulett-Übergang ausgewählt. Aus den in Tabelle 1 aufgeführten Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich für das 5p6s ¹P₁-Niveau eine Lebensdauer von 3,05 ns und damit eine natürliche Linienbreite im Übergang von 52,2 MHz.

Bei Zinn werden aufgrund der abgeschlossenen Protonenschale die Kernspins der Grundzustände allein durch die Neutronen bestimmt. In der Isotopenkette des Zinn werden nach dem Schalenmodell zwischen den

Neutronenschalenabschlüssen bei $N = 50$ und $N = 82$ die Unterschalen $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ und $1h_{11/2}$ aufgefüllt. Die Zinnisotope mit gerader Massenzahl sind g-g-Kerne mit dem Kernspin $I = 0$, d.h. es gibt keine Hyperfeinstrukturaufspaltung und man erhält im Spektrum nur eine Linie. Die drei stabilen ungeraden Isotope besitzen den Kernspin $I = 1/2$, der aus der Besetzung der $3s_{1/2}$ -Neutronenschale mit einem Valenzneutron resultiert. Die damit verbundenen negativen magnetischen Dipolmomente führen zu einer Invertierung der Hyperfeinstrukturzustände. Im Spektrum erhält man zwei Linien, deren Intensitätsverhältnis von $2 : 1$ dem theoretischen Verhältnis aufgrund der statistischen Gewichte der Zustände entspricht und einer Aufspaltung von 380 MHz für ^{119}Sn , die im Vergleich zur Aufspaltung des $5p6s\ ^3P_1$ mit 8 GHz sehr klein ist. Hier besteht die Gefahr, daß es, da man bei den Isotopen mit $I > 1/2$ drei Resonanzlinien erwartet, bei entsprechenden Linienbreiten zu Überlagerungen der Hfs-Komponenten kommen kann.

2.2) Indium

Neutrales Indium besitzt im Grundzustand die Elektronenkonfiguration $5s^2 5p$. Das Feinstrukturdoublett $5p\ ^2P_{1/2,3/2}$ des Grundzustands zeigt eine Aufspaltung von $2212,6\text{ cm}^{-1}$. Resonanzübergänge in den ersten angeregten Elektronenzustand $6s\ ^2S_{1/2}$ sind über:

$$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 6s\ ^2S_{1/2} \text{ mit } \lambda_1 = 410,2\text{ nm, sowie}$$

$$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 6s\ ^2S_{1/2} \text{ mit } \lambda_2 = 451,1\text{ nm möglich.}$$

Beide Feinstrukturzustände werden im Ladungsaustausch mit Natrium quasiresonant mit kleinem Energiedefekt ΔE ($\Delta E_1 = 0,65\text{ eV}$ und $\Delta E_2 = 0,37\text{ eV}$) entsprechend ihrem statistischen Gewicht besetzt [Ulm82/].

Da nur der Übergang λ_2 Zugang zum spektroskopischen Quadrupolmoment über die Hfs des $5p\ ^2P_{3/2}$ -Zustands ermöglicht, wurde dieser Übergang für die optische Anregung benutzt, und der Fluoreszenznachweis erfolgte auf der

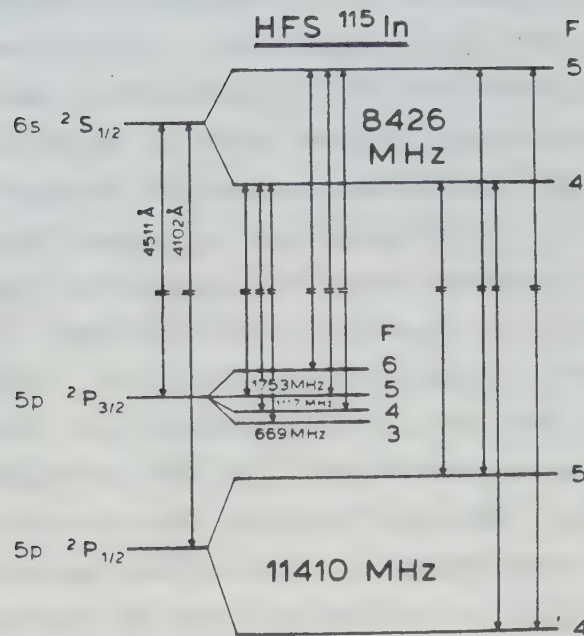


Abbildung 2: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{115}In .

410,2 nm-Linie, wobei mit einem Interferenzfilter das Streulicht der Anregungslinie unterdrückt wurde. Aus der Lebensdauer des $6s\ ^2S_{1/2}$ -Zustands von 7,2 ns ergibt sich eine natürliche Linienbreite im Übergang von 22,1 MHz. Die Kernspins der Indiumisotope sind $I = 9/2$ für die ungeraden und $I = 7$ für die geraden Massen und werden der $\pi(1g_{9/2})^{-1}$ -(Protonen-Loch-)Konfiguration und der Konfiguration $[\pi(1g_{9/2})^{-1}\nu((2d_{5/2})^{-1})]_7+$ zugeordnet. Die resultierenden Hyperfeinstrukturaufspaltungen des Grund- und des angeregten Zustands ermöglichen sechs Hyperfeinübergänge mit einer Gesamtaufspaltung von etwa 10 GHz bei ^{115}In (Abbildung 2).

3) Produktion und Produktionsergebnisse

3.1) Produktion

Die neutronenarmen Zinn- und Indiumisotope werden als Verdampfungsrestkerne in einer Fusionsreaktion zwischen schweren Ionen gebildet. Die Forderung nach großem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion in Verbindung mit möglichst großen primären Projektilströmen vom Beschleuniger UNILAC, sowie eine ausreichende Temperaturstabilität der Targets bei größtmöglichem Projektilstrom für eine maximale Produktion der zu untersuchenden radioaktiven Isotope, wird von der Projektil-Target-Kombination Sauerstoffstrahl und Molybdäntarget erfüllt. Ein weiterer Vorteil des Targetmaterials Molybdän ist seine große Zahl an stabilen Isotopen, so daß es möglich ist, mit isotopenangereicherten Targets die Produktion für ausgewählte Isotope zu optimieren.

Mit dem HIVAP-Programm /Rei81/, einem auf statistischer Basis arbeitenden Evaporationscode, wurden zur Optimierung der Produktion mittels Projektilenergie und Targetdicke, die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen ${}^A\text{Mo}({}^{16}\text{O}, \text{xn}){}^B\text{Sn}$ und ${}^A\text{Mo}({}^{16}\text{O}, \text{pxn}){}^B\text{In}$ errechnet. Als Beispiel sind die Anregungsfunktionen für ${}^{98}\text{Mo}({}^{16}\text{O}, \text{pn-p8n}){}^{112-105}\text{In}$ und ${}^{100}\text{Mo}({}^{16}\text{O}, 2\text{n-9n}){}^{114-107}\text{Sn}$ in Abbildung 3 dargestellt. Für eine maximale Produktion von ${}^{109}\text{In}$ im p4n-Ausgangskanal bei einem ${}^{98}\text{Mo}$ -Target muß die Anregungsfunktion durch den ${}^{16}\text{O}$ -Projektilstrahl über einen Energiebereich von ca. 75 MeV abgedeckt werden. Das bedeutet, der Primärstrahl von ${}^{16}\text{O}$ mit 9 MeV/u (144 MeV) muß im Target auf 4,4 MeV/u (70 MeV) abgebremst werden. Aus dem Energieverlust von Sauerstoff in Molybdän /Nor70/, /Hub80/ ergibt sich eine erforderliche Targetdicke von 30 mg/cm^2 .

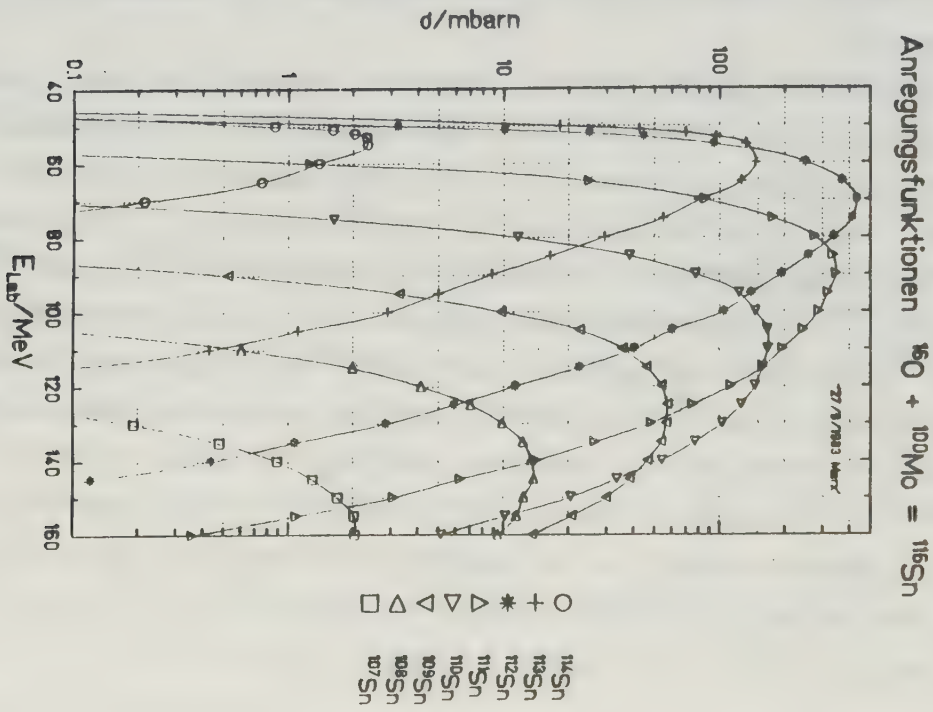
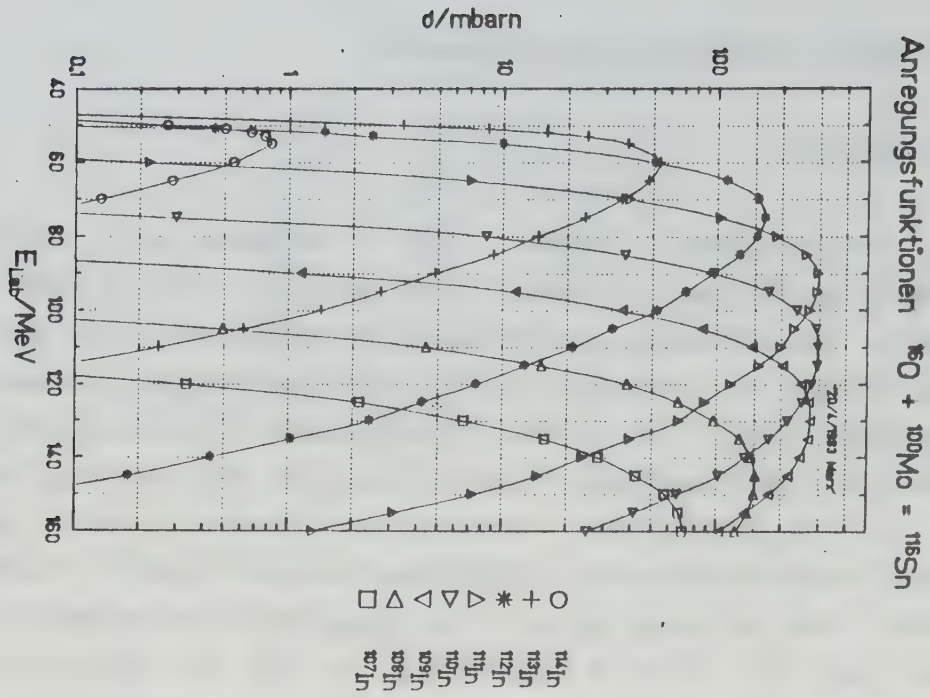


Abbildung 3: Anregungsfunktionen für $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, \text{p}2\text{n-p}9\text{n})^{112-105}\text{In}$ und $^{100}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 2\text{n-9n})^{114-107}\text{Sn}$.

3.2) Produktionsergebnisse

Die gemessenen Intensitäten der massenseparierten Zinn- und Indiumisotope sind zusammen mit den errechneten Raten aus den integrierten HIVAP-Anregungsfunktionen in Abbildung 4 zu sehen. Dabei wurden alle Werte auf einen mittleren Primärstrom von 0,5 Teilchen- μA normiert. Die eingetragenen experimentellen Raten wurden mit Projekttilströmen zwischen 0,3 und 0,6 Teilchen- μA gemessen. Das Verhältnis zwischen den experimentellen Daten und den Rechnungen liefert eine Gesamteffizienz des Massenseparators von ca. 30% sowohl für Zinn als auch für Indium. Für die Auswahl der in einer Strahlzeit eingesetzten Targets gibt es als zusätzliches Kriterium die zeitlich begrenzte Länge der Strahlzeit. Da bei der gewählten Targetanordnung (Kapitel 4.1) ein Targetwechsel immer auch einen Wechsel der radioaktiven "heißen" Quelle und damit ein Belüften des Ionenquellenteils des Massenseparators bedingt, ist es notwendig möglichst wenig Targetwechsel vorzunehmen beziehungsweise Targets auszuwählen, mit denen möglichst viele Isotope, wenn auch teilweise mit nicht optimalen Produktionsraten, laserspektroskopisch untersucht werden können. Aus diesen Gründen wurde für die Messungen der kollinearen Laserspektroskopie an den radioaktiven Zinnisotopen $^{108-111}\text{Sn}$ als Target ^{98}Mo und für die Indiumisotope $^{105,106}\text{In}$ ^{94}Mo eingesetzt. Mit einem ^{92}Mo -Target kann sowohl die Produktion für ^{105}In gegenüber dem Einsatz des ^{94}Mo -Targets erhöht werden, als auch für ^{104}In eine für eine optische Messung ausreichende Produktionsrate erzielt werden. Weiterhin sind mit ^{100}Mo als Target ausreichende Produktionsraten für ^{112}In , $^{111,113,113\text{m}}\text{Sn}$ und mit ^{97}Mo für ^{109}Sn zu erwarten.

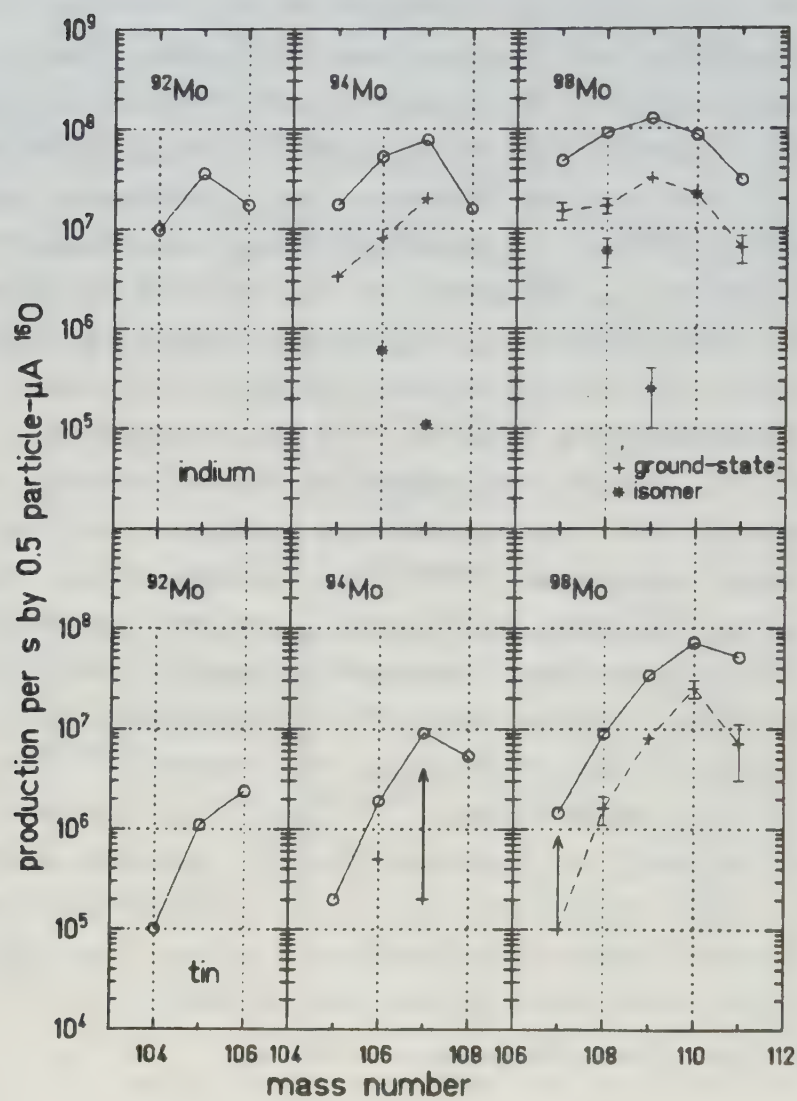


Abbildung 4: Gerechnete Produktionsraten im Target (offene Symbole) und gemessene massenseparierte Raten (Kreuze).

4) Aufbau des Experimentes

Der Aufbau des Experimentes gliedert sich in mehrere Teile, die im Laborbereich, in der großen Experimentierhalle und in der Meßstation der GSI aufgebaut sind.

Im Laborbereich befinden sich die Experimentsteuerung und die Datenaufnahme für die Laserspektroskopie und das Lasersystem mit den optischen Referenzmeßzweigen.

In der Experimentierhalle befindet sich im Geradeausstrahl des Schwerionenbeschleunigers der on-line Massenseparator mit dem Aufbau für die kollineare Laserspektroskopie.

In der Meßstation befindet sich die Steuerung und on-line Datenauswertung für die zur Produktionsbestimmung notwendige Gamma-Spektroskopie.

4.1) Der Massenseparator und die Ionenquelle

In der Experimentierhalle befindet sich der on-line Massenseparator im Geradeausstrahl des Schwerionenbeschleunigers. Der Massenseparator ist in seinen wesentlichen Komponenten in Abbildung 5 schematisch dargestellt.

Die durch Fusionsreaktionen des UNILAC-Strahls mit einem Target entstandenen Verdampfungsrestkerne diffundieren in die Ionenquelle, werden dort ionisiert und mit einer Hochspannung von etwa 54,3 kV extrahiert. Die anschließend durch einen Magneten massenseparierten Ionen können nun in drei verschiedenen Strahlrohren unterschiedlichen Experimenten zugeführt werden. Im Anschluß an das GSI-Bandgerät am Mittenstrahlrohr befindet sich der Aufbau zur kollinearen Laserspektroskopie. In den beiden anderen Strahlzweigen wird bei den Messungen on-line Gamma-Spektroskopie zur Bestimmung der Produktionsraten der laserspektroskopisch zu untersuchenden Isotope durchgeführt.

Dabei ist es möglich, während die Masse A im Strahlrohr Mitte der kollinearen Laserspektroskopie zugeführt wird, parallel die Produktion der Nachbarmassen bis zu $A(1 + 4\%)$ im Strahlrohr Links und bis zu $A(1 - 4\%)$ im Strahlrohr Rechts zu verfolgen, und damit ständig den Zustand von

Target und Quelle zu kontrollieren. Aufgrund der relativ geringen Produktionsraten ist es notwendig zu jeder Zeit den Zustand des Targets zu kennen.

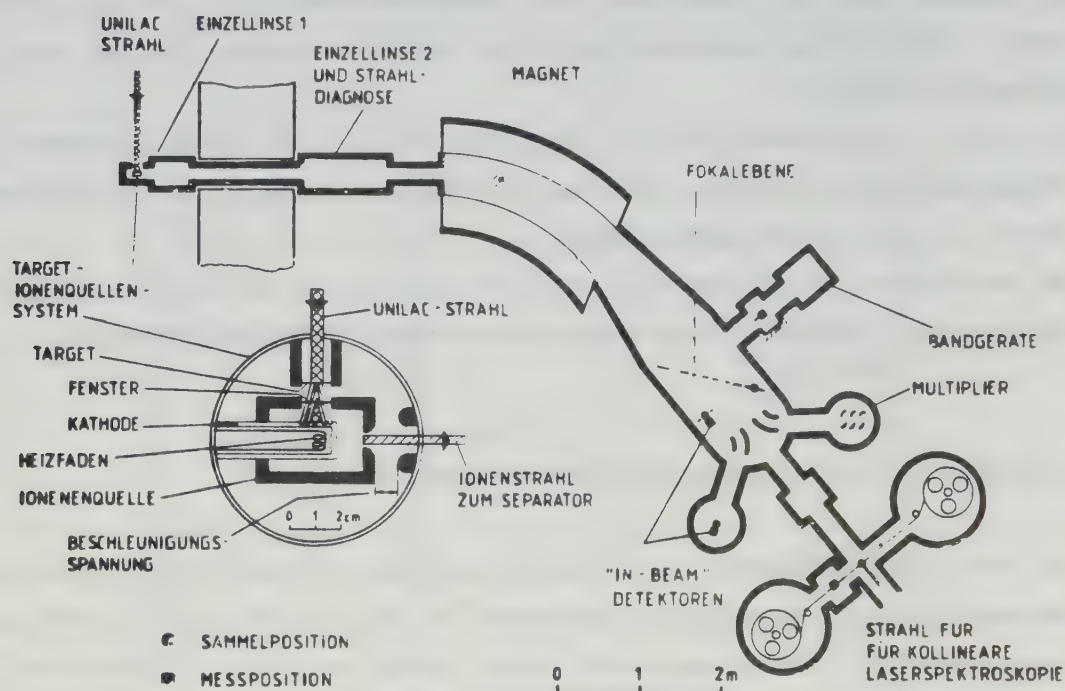


Abbildung 5: Prinzipieller Aufbau des GSI on-line Massenseparators.

Als Quelle wird ein Target-Ionenquellen-Verbundsystem mit einer FEBIAD-Plasma-Ionenquelle (forced electron beam induced arc discharge) benutzt.

Als Target fungiert ein Satz selbsttragender Folien mit einer Gesamtdicke von 30 mg/cm^2 . Dieser ist in einem topförmigen Targethalter, der mit einer Fensterfolie aus Wolfram abgedeckt ist, montiert und in die zylindrische Wand der Ionenquelle anodenseitig eingestzt.

Die Temperatur, die für das Diffundieren der Verdampfungsrestkerne aus den Folien nötig ist, wird durch die Position des Targets in der Quelle

(zwei verschiedene Positionen stark unterschiedlicher Grundtemperatur sind möglich), die Hitzeschirmung und die Intensität des Projektilstrahles erreicht.

Zwei Tantal-Kapillaren sind radial an der Anode angebracht, über die direkt Gase (z.B. Xenon, Krypton oder Stickstoff) in die Quelle eingebracht werden können. Diese Gasleitungen bieten auch die Möglichkeit stabile Isotope des zu untersuchenden Elements thermisch in die Quelle diffundieren zu lassen. Da die Ionen vor der Extraktion viele Wandstöße erleiden, haben die radioaktiven und die stabilen Strahlen die gleichen Eigenschaften. Dies ist ein extrem wichtiger Punkt, da die stabilen Isotope in den Isotopieverschiebungsmessungen als Referenzisotope dienen. Eine detaillierte Darstellung der Quelle und Beschreibung ihrer Eigenschaften wird von Kirchner et al. /Kir84/ gegeben.

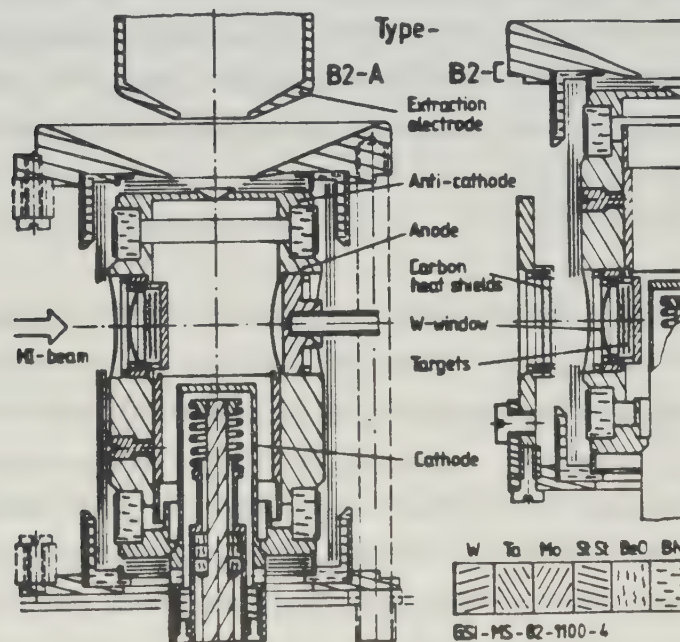


Abbildung 6: FEBAID-Plasma-Ionenquelle B2 mit dem Targethalter in der kälteren (B2-A) und in der heißen (B2-C) Position.

4.2) Kollineare Laserspektroskopie

4.2.1) Methode

Die von S.L. Kaufman /Kau76/ vorgeschlagene kollineare Anordnung von Laserstrahl und schnellem Teilchenstrahl zur Messung der Isotopieverschiebung in Isotopenketten ist eine spektroskopische Methode, die die Anforderungen an hohe spektrale Auflösung und große Empfindlichkeit gleichzeitig erfüllt. Zudem erlaubt sie eine direkte Nutzung des massenseparierten Ionenstrahls und arbeitet mit dem gesamten Produktstrahl. Die Grundprinzipien dieser Methode sind ausführlich in /Kau76/ und /Kle77/ diskutiert. Sie sollen hier nur soweit, wie es für diese Arbeit nötig ist, dargestellt werden.

Bei der optischen Spektroskopie bringt der Doppler-Effekt durch die thermische Bewegung der Teilchen, eine im Vergleich zu natürlichen Linienbreiten und typischen Hyperfeinstrukturaufspaltungen große Verbreiterung der Spektrallinien und damit eine gegenseitige Überdeckung der Hyperfeinstrukturkomponenten mit sich. Bei den hier betrachteten optischen Übergängen ergibt sich für die Dopplerbreite einer Spektrallinie:

$$\delta v_D = v_0 (8KT \ln 2 / mc^2)^{1/2}$$

mit δv_D = Dopplerbreite, K = Boltzmann-Konstante, T = absolute Temperatur, m = Masse des Atoms, c = Lichtgeschwindigkeit und v_0 = Übergangsfrequenz eine typische Dopplerbreite von $\delta v_D = 1,8$ GHz für Zinn und Indium.

Beschleunigt man ein Ensemble von Teilchen, das die Energieunschärfe δE besitzt, in einem elektrostatischen Feld, so wird die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung stark eingeengt und damit die Dopplerbreite reduziert. Da die Beschleunigung die Unschärfe δE der kinetischen Energie der Ionen der Masse m nicht verändert, gilt:

$$\delta E = \delta(1/2mv^2) = mv\delta v = (mc^2/v_0^2) \Delta v_D \delta v_D = \text{konstant},$$

d.h. die Geschwindigkeitsunschärfe δv nimmt umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit v ab, bzw. die Dopplerverbreiterung δv_D reduziert sich proportional zur Dopplerverschiebung Δv_D . Nach der Beschleunigung durch eine Spannung U ist die Restdopplerbreite δv_{RD} gegeben durch:

$$\delta v_{RD} = v_0 \delta E / (2eUmc^2)^{1/2}.$$

Für ^{115}In , ^{115}Sn ergibt sich mit $U = 54,3 \text{ kV}$ und $v_0 = 6.64 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ (δE in eV):

$$\delta v_{RD} = 6,2 \text{ MHz} \cdot \delta E.$$

Damit erhält man für Energiunschärfen von einigen eV Restdopplerbreiten, die kleiner sind als die natürlichen Linienbreiten bei Übergängen von Grund- und metastabilen Zuständen zu Zuständen mit Lebensdauern von einigen Nanosekunden. Dies hat zur Folge, daß im Resonanzfall alle Teilchen im Strahl angeregt werden können.

Durch die Beschleunigung erhält man aber andererseits eine große Dopplerverschiebung der Resonanzlinien von bis zu 500 GHz. Bei gleichgerichtetem parallelem Verlauf von Laser und Teilchenstrahl gilt für die dopplerverschobene Übergangsfrequenz v_D :

$$v_D = v_0 [(1+\beta)/(1-\beta)]^{1/2} \text{ mit } \beta = v/c = (2eU/mc^2)^{1/2}.$$

Damit bieten sich nun zwei Möglichkeiten für die Aufnahme von Spektren an.

A) Bei fest eingestellter Beschleunigungsspannung variiert man die eingestrahlte Laserfrequenz v_L . Das erfordert eine genaue Kenntnis der Frequenzdurchstimmcharakteristik des Lasersystems.

B) Durch Änderung der Beschleunigungsspannung und damit der Geschwindigkeit variiert man bei fester Laserfrequenz die Frequenz im Ruhesystem der Teilchen. Damit ist das Problem auf eine Messung von Spannungen verschoben. Bei einer relativen Genauigkeit der Beschleunigungsspannung von $1 \cdot 10^{-4}$ und einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-4}$ für die zusätzliche Spannung zur Aufnahme der Spektren, ergeben sich für die Hfs vernachlässigbare syste-

matische Fehler /Mue83/. Für die Isotopieverschiebung erhält man einen zur Massendifferenz Δm proportionalen Fehler von $0,8 \text{ MHz} \cdot \Delta m$.

4.2.2) Der schnelle Atomstrahl

Da die optischen Grundzustandsübergänge bei Ionen meist im ultravioletten Spektralbereich liegen, cw-Farbstofflaser jedoch problemlos meist nur im sichtbaren zu betreiben sind, ist es von Vorteil, den Ionenstrahl in einen schnellen Atomstrahl umzuwandeln. Dies geschieht in einer Ladungsaustauschreaktion zwischen dem schnellen Ionenstrahl A^+ und einem neutralen Dampftarget B (einfachster Fall):



Die Wirkungsquerschnitte für Austausch eines Valenzelektrons z.B. bei Alkalien liegen in der Größenordnung von $10^{-14} - 10^{-15} \text{ cm}^2$ /Mas74/, die Stoßquerschnitte sind aber mehr als eine Größenordnung kleiner. Da die Stoßparameter für Ladungsaustausch damit viel größer sind als die Radien der Atome, ist der Impulsübertrag auf das Targetatom vernachlässigbar und die Phasenraumverteilung des Strahls wird nicht vergrößert. /Kau76/, /Sny75/. Aus der Energieerhaltung folgt, daß die dem Targetatom in Vorwärtsstreuung übertragene Energie von der Ordnung $(\Delta E)^2 / eU$ ist. Für Strahlenergien im keV-Bereich ist dies ein vernachlässigbar kleiner Betrag. Für nichtresonanten Ladungsaustausch bedeutet dies, daß der Energieverlust(gewinn) der Teilchen im schnellen Strahl nahezu genau dem Energiedefekt ΔE entspricht und somit keinen Einfluß auf die Bestimmung der Isotopieverschiebung besitzt.

In einem nichtresonanten Ladungsaustauschprozess zwischen unterschiedlichen Elementen hat die Verteilung der Endzustände im neutralen schnellen Atomstrahl ein Maximum bei minimalem Energiedefekt /Rap62/, der den Unterschied in der Bindungsenergie des ausgetauschten Elektrons angibt. Dies bietet die Möglichkeit angeregte und metastabile Zustände zu

besetzen und somit den Bereich der mit cw-Lasern zugänglichen Elemente zu erweitern /Yb;Kle82/, /Hg;Am83/, /Sn,Ge;Loc84/.

4.2.3) Aufbau

Abbildung 7 zeigt in einer reduzierten schematischen Darstellung die Anordnung für die kollineare Laserspektroskopie am Mittenstrahlrohr des on-line Massenseparators der GSI. Nach dem GSI-Bandgerät wird der massenseparierte Ionenstrahl mittels eines elektrostatischen zylindrischen Ablenkkondensators um 35° auf die durch den Laserstrahl festgelegte Achse gebracht. Nicht eingezeichnet sind ionenoptische Elemente wie Ablenkplattensysteme und ein Quadrupoldublett, die es erlauben den Ionenstrahl zu führen und in die Beobachtungsregion zu fokussieren, sowie Strahldiagnoseelemente wie Faraday-cups zur Strommessung und Leuchtschirme zur Kontrolle des Strahlprofils und des geometrischen Überlapps zwischen Laserstrahl und Teilchenstrahl.

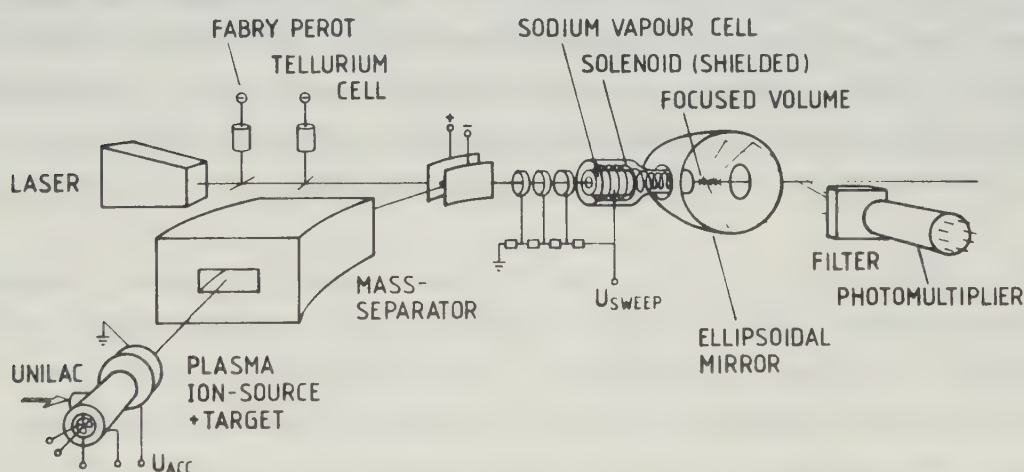


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Aufbaus zur kollinearen Laserspektroskopie am GSI on-line Massenseparator.

Der Ladungsaustausch findet in einer offenen Natriumdampfzelle statt, die nach dem Prinzip einer Heat-Pipe /Chi76/ arbeitet und aus einem mit einem Stahlnetz ausgekleideten Edelstahlrohr besteht.

Da es nicht sinnvoll ist bei Spannungsscans die Hochspannung der Ionenquelle zu verändern, was eine parallel laufende Änderung der Spannungen aller elektrostatischen Strahlführungs- und Fokussiersysteme und auch ein Nachfahren des Separatormagneten erfordern würde, wird eine zusätzliche Spannung U_F an die Ladungsaustauschzelle angelegt und variiert. Um die mit dieser Spannung verbundene Änderung der Ionenstrahlfokussierung klein zu halten, ist der Ladungsaustauschzelle eine langbrennweitige elektrostatische Linse vorgeschaltet, über die das Potential in definierten Schritten ansteigt.

Etwa 30 cm nach der Ladungsaustauschzelle wird die Fluoreszenz der durch den Laser angeregten Atome mit einem Ellipsoidspiegel nachgewiesen. Dieser Spiegel bildet das in seinem ersten Fokus auf einer Strecke von 2 cm ausgestrahlte Fluoreszenzlicht mit einer Effizienz von etwa 60% von 4π auf einen im zweiten Fokus außerhalb des Vakuums befindlichen Photomultiplier ab. Vom Beginn der Ladungsaustauschzelle an bis kurz vor die Nachweisregion produziert eine Solenoidspule ein axiales Magnetfeld von maximal 24 mTesla. Dieses Magnetfeld ist zur Beobachtungsregion hin abgeschirmt, so daß die Nachweisregion selbst feldfrei ist. Ein erster on-line Test dieser Austauschereinheit mit dem beschriebenen Fluoreszenznachweis wurde am Massenseparator Isolde im CERN an der Kette der geraden Quecksilberisotope durchgeführt /Ahm83/.

Als Laser wird ein von einem Argon-Ionenlaser gepumpter cw-Farbstoff-Ringlaser (Modell CR699.21) im Einmodenbetrieb mit dem Farbstoff Stilben 3 eingesetzt. Die Wellenlänge wird über einen 1m-Gitterspektralapparat und eine Te_2 -Absorptionszelle kontrolliert. Zur genauen Bestimmung der Frequenzvariation des Lasers dient ein Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von 250 MHz. Das Lasersystem befindet sich im Laborbereich und das Licht wird mit einem Spiegelsystem über 30 m zum Aufbau in der Experimentierhalle geleitet.

4.3) Datenaufnahme

Die Experimentsteuerung und die Datenaufnahme wird automatisch mit einem Prozessrechner (LSI 11/23) über CAMAC durchgeführt. Das Meßprogramm führt die Massenumschaltung am Massenseparator zwischen Referenzisotop und zu untersuchender radioaktiver Masse durch, setzt die erforderlichen Off-set und Scan-Spannungen an ein digital ansteuerbares Hochspannungsnetzgerät und mißt die Spannungen hinter einem 1000:1 Hochspannungsteiler (Eichgenauigkeit $2 \cdot 10^{-4}$) mit einem Digital-Voltmeter (Absolutgenauigkeit $1 \cdot 10^{-5}$).

Alternativ dazu ist auch eine Ansteuerung des Lasers möglich, wobei dann zusätzlich Te_2 -Absorptionslinien und die Frequenzmarken des Fabry-Perot Interferometers aufgenommen werden. Der Laser-Scan bietet die Möglichkeit die Hochspannung direkt zu eichen.

In einem Meßzyklus wird nach einem Scan mit der stabilen Referenzmasse (^{115}In , ^{112}Sn) der Separatormagnet auf die zu spektroskopierende radioaktive Masse eingestellt und die Korrekturspannung zum Ausgleich der für beide Massen unterschiedlichen Dopplerverschiebung an die Ladungsaustauschzelle gelegt. Nachdem 10-30 Scans mit der radioaktiven Masse durchgeführt sind, wird wieder auf die stabile Referenz umgestellt. Dieser Zyklus wird bis zum Erreichen ausreichender Zählstatistik wiederholt. Die effektive Gesamtmeßzeit für das Spektrum eines radioaktiven Isotops beträgt bis zu zwei Stunden.

5) Optische Spektren

Im Folgenden werden einige Spektren gezeigt, die mit der bereits beschriebenen Methode der Meßzyklen durch Doppler-Scans aufgenommen wurden.

Abbildung 8a zeigt das Fluoreszenzspektrum von ^{110}Sn ($\tau_{1/2} = 4,0 \text{ h}$; $I = 0$), das in einer effektiven Meßzeit von 14 Minuten bei einer Produktion von $1,2 \cdot 10^7$ Teilchen/s mit einer Intensität des Sauerstoffstrahls des Beschleunigers von 243 Teilchen-nA mit dem ^{98}Mo -Target in der Plasma-Ionenquelle aufgenommen wurde. Dieses Spektrum ist die Summe aus 120 Scans und reflektiert eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$ Photonen pro massensepariertes Ion (P/I).

Abbildung 8b zeigt als zweites Beispiel für Zinn das Summenspektrum von ^{109}Sn ($\tau_{1/2} = 18,0 \text{ m}$; $I = 7/2$), aufgenommen in 46 Minuten effektiver Meßzeit bei einer Produktion von $4,3 \cdot 10^6$ Teilchen/s mit einer Primärstrahlintensität von 271 Teilchen-nA ($\eta = 7 \cdot 10^{-6}$ P/I). Dieses Spektrum zeigt zwei Linien unterschiedlicher Breite, wobei man aufgrund des Kernspins von $I = 7/2$ drei Fluoreszenzlinien erwartet.

Die Abbildungen 9a und 9b zeigen die Spektren von ^{106}In ($\tau_{1/2} = 6,26 \text{ m}$, $I = 9/2$), aufgenommen in 42 Minuten effektiver Meßzeit bei einer Produktion von $6,2 \cdot 10^6$ Teilchen/s und einer Intensität von 260 Teilchen-nA ($\eta = 2,6 \cdot 10^{-5}$ P/I), und ^{105}In ($T_{1/2} = 4,8 \text{ m}$; $I = 7$), aufgenommen in 117 Minuten effektiver Meßzeit bei einer Produktion von $1,8 \cdot 10^6$ Teilchen/s und einer Intensität des Beschleunigers von 260 Teilchen-nA ($\eta = 4,5 \cdot 10^{-5}$ P/I).

Zur Bestimmung der Hyperfeinstrukturaufspaltungen und der Isotopieverschiebungen aus den gemessenen Spektren, ist die Kenntnis der Beschleunigungsspannung erforderlich. Durch eine absolute Messung der Laserwellenlänge bei bekannter Übergangswellenlänge im Atom durch einen Laser-Scan, kann die effektive Beschleunigungsspannung bestimmt werden. Dies ist besonders bei Plasma-Ionenquellen von Bedeutung, da sich durch Plasmaschwankungen Änderungen des Startpotentials der Ionen in der Quelle ergeben können.

Im Experiment wurde die Beschleunigungsspannung U_B mittels eines Laser-Scans bestimmt. Unter Benutzung der bei Neijzen und Dönszelmann

/Nei81/ mit hoher Genauigkeit angegebenen von Deverall et al. /Dev53/ gemessenen Wellenlänge der Resonanzlinie $5p^2 P_{3/2} \rightarrow 6s^2 S_{1/2}$ von ^{115}In mit $\lambda = 451,25625(1) \text{ nm}$ wurde die jeweilige Hochspannung bestimmt. Dabei wird die dopplerverschobene Absolutfrequenz im Laborsystem relativ zu genau vermessenen Te_2 -Absorptionslinien /Car80/ und mit Hilfe von Markerresonanzen eines evakuierten Fabry-Perot Interferometers bestimmt. Bei der guten Genauigkeit der benutzten Tellurlinie $\nu(\text{Te}_2, \text{Nr. 701}) = 6,65014590(21) \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ ergibt sich für die Beschleunigungsspannung von 54,358 kV eine Präzision von $1,1 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert übertrifft zwar nicht die Genauigkeit konventioneller Hochspannungsmeßgeräte, gibt aber in diesem Fall den für das Experiment relevanten Wert unter Einschluß eventueller Kontaktpotentiale oder Potentialdeformationen im Plasma der Ionenquelle an.

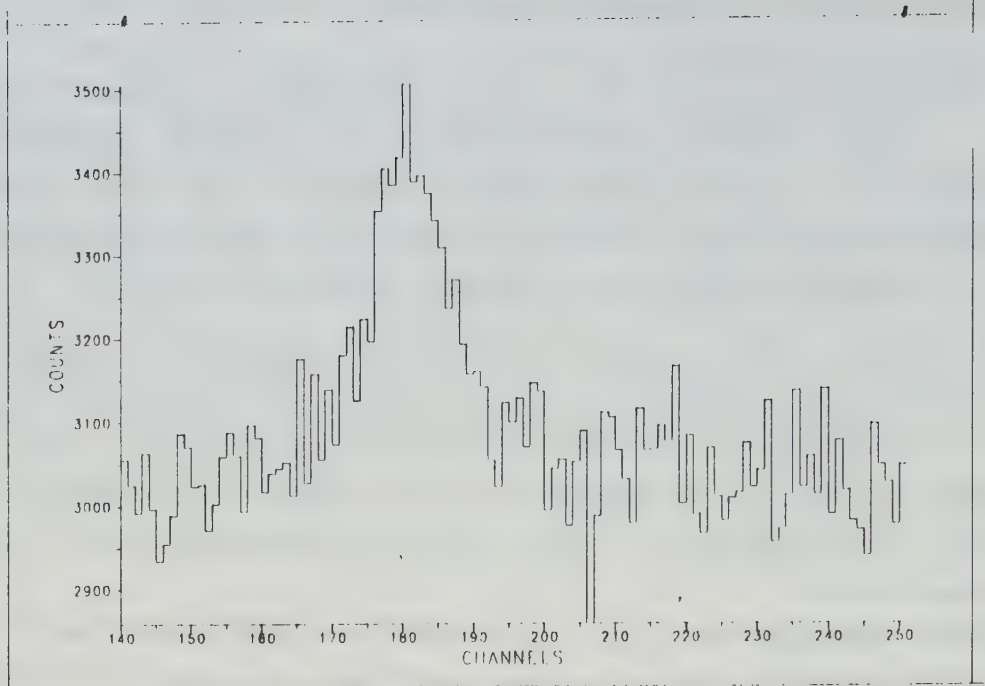
Mit der auf diese Weise bestimmten Beschleunigungsspannung wurde dann mit der Tellurmolekülabsorptionslinie $\nu(\text{Te}_2, \text{Nr. 571}) = 6,63029868(27) \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ die Frequenz des Übergangs $5p^2 \text{ } ^1S_0 \rightarrow 5p6s \text{ } ^1P_1$ für ^{124}Sn zu:

$$\nu(^{124}\text{Sn}, 5p^2 \text{ } ^1S_0 \rightarrow 5p6s \text{ } ^1P_1) = 6,62378638(61) \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

bestimmt und als Referenz für die Isotopieverschiebungsanalyse benutzt.

Am IBM-Rechner der GSI erfolgte die Datenauswertung durch Anpassung von Lorentzprofilen an die Fluoreszenzlinien unter Verwendung des Fit-Programms SATAN (System to Analyse Tremendous Amounts of Nuclear Data) /Bus83/. Die Unsicherheit der Peakpositionen durch die Fits beträgt bei Zinn maximal 0,5 MHz und bei Indium 7 MHz. Die Linienbreiten von 70 MHz (Sn) und 90 MHz (In) sind im wesentlichen auf Leistungsverbreiterungen zurückzuführen, während geometrische Anteile keinen nennenswerten Beitrag liefern.

a)



b)

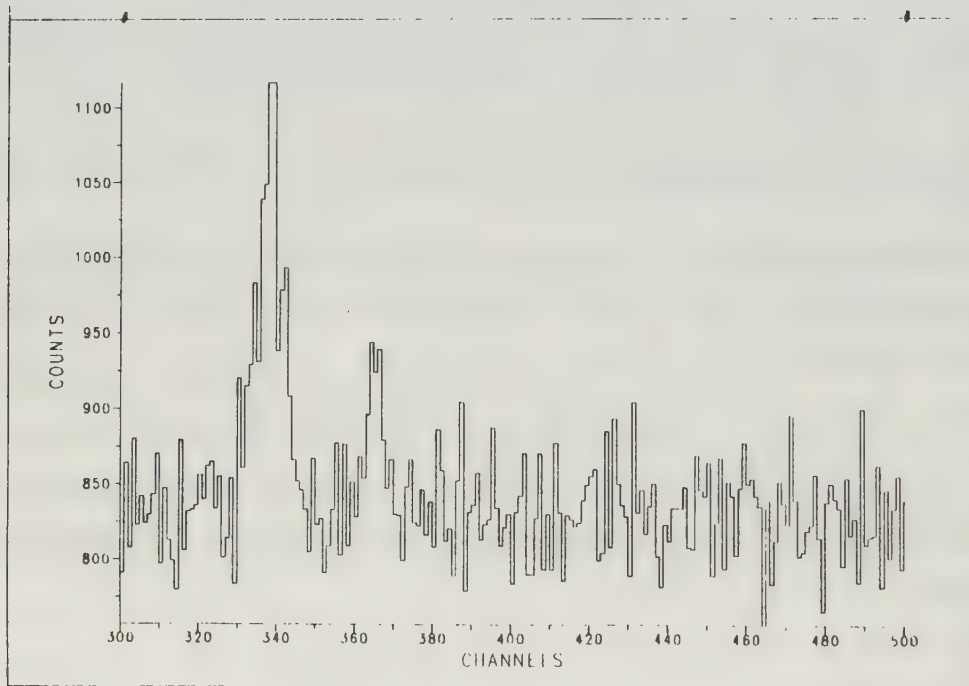
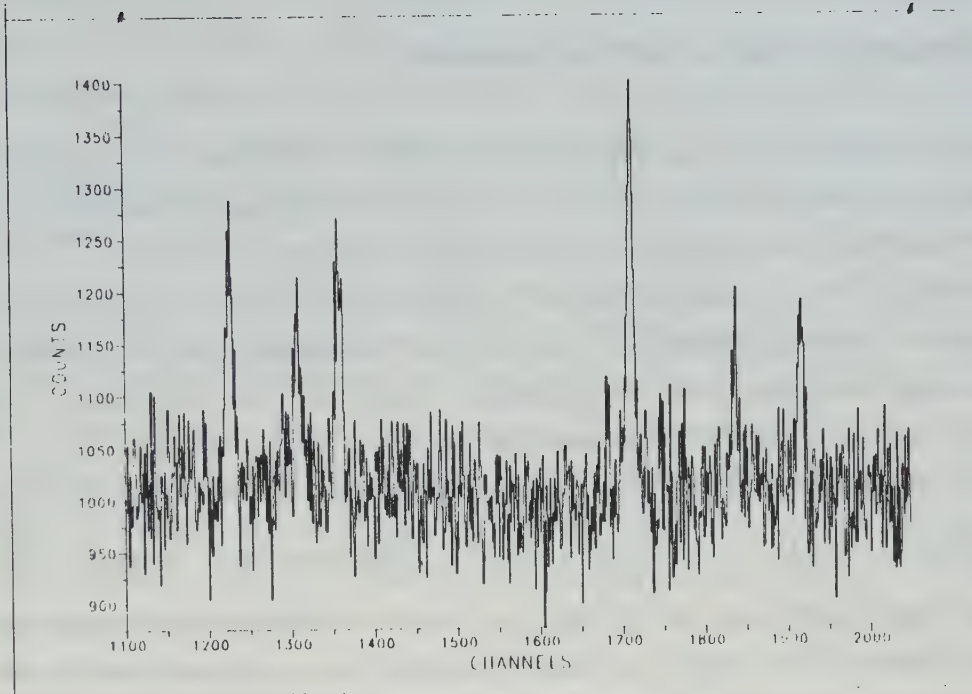


Abbildung 8: Optische Spektren der radioaktiven Isotope ^{110}Sn (8a) und ^{109}Sn (8b).

a)



b)

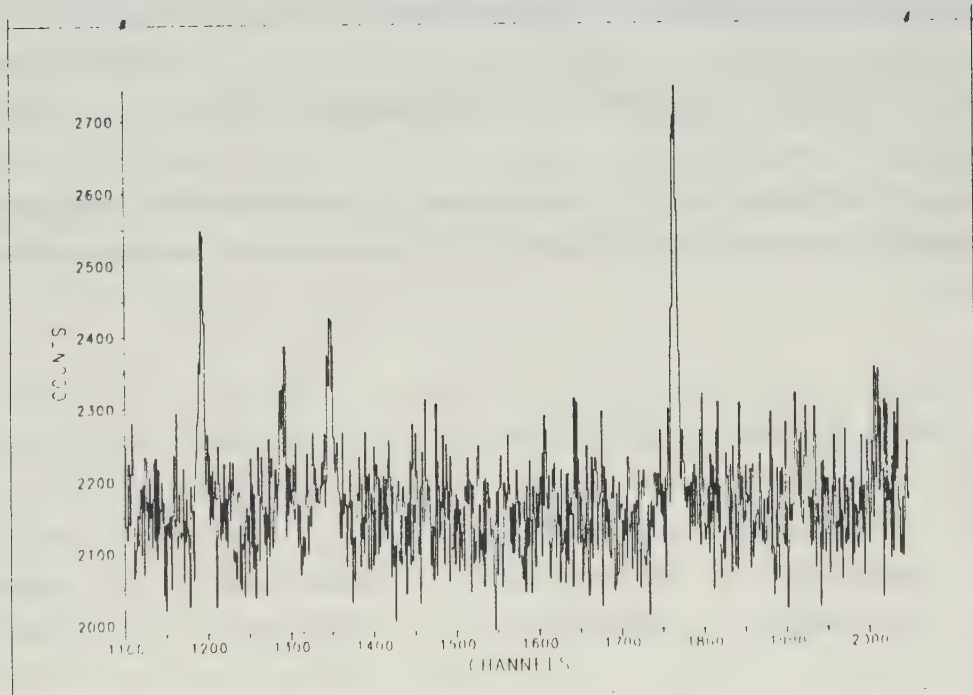


Abbildung 9: Optische Spektren der radioaktiven Isotope ^{106}In (9a) und ^{105}In (9b).

6) Zinn

6.1) Hyperfeinstruktur und Kernmomente

Die Zinnisotope mit gerader Neutronenzahl besitzen als g-g-Kerne im Grundzustand den Kernspin $I = 0$. Die stabilen ungeraden Isotope besitzen $I = 1/2$ und die instabilen neutronenarmen ungeraden Isotope $^{109,111}\text{Sn}$ $I = 7/2$. Die mit verschiedenen Methoden gemessenen Spins sind in /Led78/ tabelliert. Die Ergebnisse der Hyperfeinstrukturanalyse entsprechend den im Anhang dargestellten Beziehungen sind für die ungeraden stabilen Zinnisotope in Tabelle 2 zusammengefaßt. In Spalte 2 sind die in dieser Arbeit bestimmten Hyperfeinstrukturkonstanten A des Zustands $5p6s\ ^1P_1$ aufgeführt. Spalte 3 enthält die $A(^3P_1)$ -Faktoren aus /Ans84/. Das Verhältnis der A -Faktoren $A(^1P_1)/A(^3P_1)$ ist innerhalb der Fehlergrenzen konstant, das heißt es gibt im Rahmen der Meßfehler keinen Hinweis auf eine Hyperfeinanomalie. Die magnetischen Momente in Spalte 4 wurden aus den $A(5p6s)$ -Faktoren relativ zu ^{119}Sn bestimmt:

$$\mu^{A'} = \mu^{119} (I^{A'}/I^{119}) [A(5p6s\ ^1P_1)^{A'}/A(5p6s\ ^1P_1)^{119}]$$

mit $\mu^{119} = 1,04728(7)$ /Led78/ und $A(5p6s\ ^1P_1) = 260,2$ MHz. Die gemessenen Dipolmomente stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Literaturwerten überein.

A	$A(^1P_1)$ / MHz	$A(^3P_1)$ / MHz	μ / n.m.	$\mu_{\text{Lit.}}$ / n.m.
119	-260,2(2,0)	-5007,4(0,7)	-	-1,04728(7)
117	-247,6(2,0)	-4786,4(0,8)	-0,997(13)	-1,00104(7)
115	-225,7(2,0)	-4394,1(0,4)	-0,908(12)	-0,91883(7)

Tabelle 2: $A(^1P_1)$ - und $A(^3P_1)$ -Faktoren sowie magnetische Dipolmomente der ungeraden stabilen Zinnisotope.

Die Ergebnisse für ^{109}Sn erfordern eine getrennte Diskussion. Der experimentelle /Led78/ und theoretische /Aug84/ Verlauf der angeregten Einteilchenzustände mit $I = 7/2$ und $5/2$ in der Zinnisotopenkette, läßt für das Isotop ^{109}Sn im Grundzustand den Kernspin $I = 7/2$ oder $5/2$ erwarten. Mit ABMR wurde von W. Hogervorst et al. /Hog74/ der Kernspin zu $I = 7/2$ gemessen, während für ^{107}Sn $I = 5/2$ aus der Analyse des Gamma-Spektrums folgt /Aug84/. Daraufhin erwartet man für ^{109}Sn ein positives magnetisches Moment und eine normale Termlage im elektronischen Anregungsspektrum. Das Fluoreszenzspektrum sollte drei Linien mit einem theoretischen Intensitätsverhältnis von 3:4:5 zeigen. Das gemessene Spektrum zeigt zwei Linien unterschiedlicher Breite (90 und 60 MHz) mit einem Intensitätsverhältnis von 2:1, wie man es für die Isotope mit $I = 1/2$ erwartet und auch gemessen hat. Die Lage eines angeregten Zustands mit $I = 1/2$ und eines extrem tiefliegenden Zustands mit $I = 5/2$ ist nicht bekannt /Joh82/. Aus diesen Gründen wurde das Spektrum Zwei- und Drei-Linien-Fits unterzogen, wobei angenommen wurde, daß sich in der breiteren Linie zwei Komponenten überlagern. Als Grundlage diente ein Spektrum, das in einem Scan mit zwar schlechterer Statistik, aber doppelt so guter Auflösung wie das in Kapitel 5 gezeigte Summenspektrum aufgezeichnet wurde. Die mit den Kernspins $I = 1/2$, $5/2$ und $7/2$ erhaltenen A- und B-Faktoren sowie die daraus abgeleiteten Kernmomente sind in Tabelle 3 zusammengefaßt, wobei jeweils die zweite Zeile bei $I = 5/2$ und $7/2$ ein Crossing der sich überlagernden Komponenten zugrunde legt.

Abbildung 10 zeigt den systematischen Verlauf der magnetischen Dipolmomente für Grund- und angeregte Zustände der Sn-Isotopenkette. Man erkennt über einen großen Massenbereich ein relativ konstantes Verhalten der Momente. Zusätzlich eingetragen sind die Schmidt-Werte, die vom Standpunkt eines extremen Einteilchen-Modells das magnetische Moment eines Kerns bei gegebenem Kernspin auf die anomalen magnetischen Momente des Protons und des Neutrons zurückführen. In einer Analyse der magnetischen Momente für $^{115}\text{Sn}(I = 1/2)$ und $^{115\text{m}1,\text{m}2}\text{Sn}(I = 7/2, 11/2)$ zeigen Ivanov et al. /Iva75/, daß bei Zinn die Abweichungen von den Schmidt-Werten durch Core-Polarisation (bis zu 50% bei $I = 1/2$) und meson-

I	A(MHz)	B(MHz)	μ (n.m.)	Q_S (b)
1/2	-232(7)	-	-0,93(3)	-
5/2	-51(4)	124(17)	-1,02(2)	0,197(27)
5/2	-39(4)	176(29)	-0,78(2)	0,279(46)
7/2	49(6)	98(21)	+1,38(3)	0,156(33)
7/2	45(4)	164(31)	+1,27(4)	0,260(49)

Tabelle 3: A- und B-Faktoren und Kernmomente von ^{109}Sn unter der Annahme I = 1/2, 5/2 und 7/2.

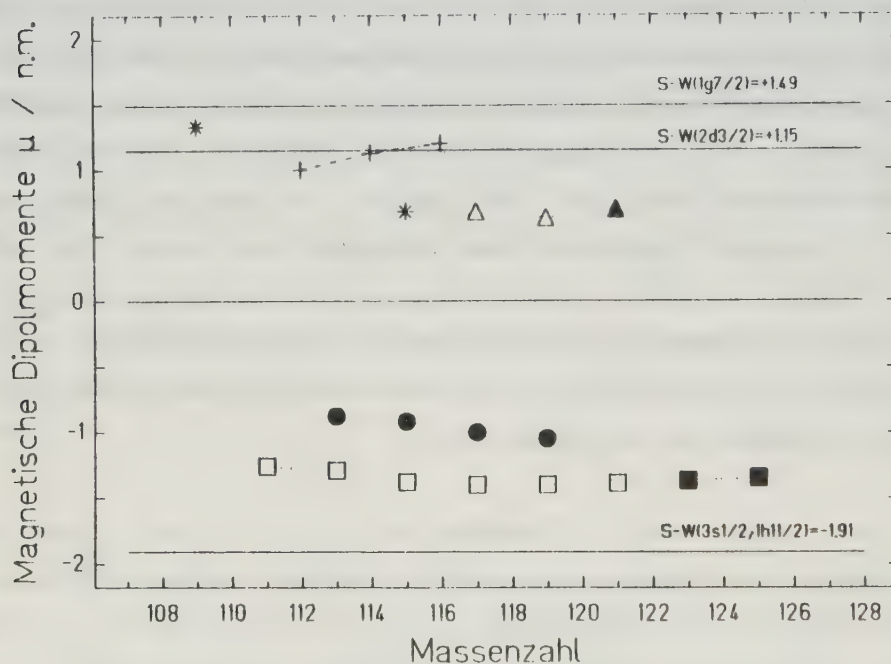


Abbildung 10: Magnetische Dipolmomente der Zinnisotope (Kreise: $I = 1/2$, Dreiecke: $I = 3/2$, Quadrate: $I = 11/2$, volle Symbole: Grundzustände, offene Symbole: Isomere, /Led78/; Kreuze: Momente für $\nu(1g_{7/2})$ aus den Grundzuständen der Indiumisotope; Sterne: Momente für $\nu(1g_{7/2})$ aus dem Isomer $^{115m}\text{Sn}(I = 7/2)$ /Iva75/ und dem Grundzustand von ^{109}Sn).

ische Effekte (bis zu 33% bei $I = 7/2$) erklärt werden können. Vergleicht man das magnetische Moment von $^{109}\text{Sn}(I = 7/2)$ mit dem Wert für $^{115\text{m}}\text{Sn}(I = 7/2, \mu = 0,683(10) \text{ n.m.})$, so ist der Wert nahezu doppelt so groß und liegt fasst bei dem Schmidt-Wert.

Ein anderes Bild ergibt sich, wenn man die für $^{112,114,116}\text{In}(I = 1)$ gemessenen magnetischen Dipolmomente mit Hilfe der Additivitätsrelation für magnetische Dipolmomente analysiert. Unter Zugrundelegung der Konfiguration $[\pi(1g_{9/2})^{-1}\nu(1g_{7/2})^{-1}]_1^+$ erhalten C. Nuytten et al. /Nuy82/ mit den g-Faktoren $g_\pi = 1,23$ und $g_\nu = 0,20$ einen empirischen Wert von $3,04 \text{ n.m.}$ für die Momente dieser Isotope, der zwischen 7% und 9% von den experimentellen Daten abweicht. Legt man andererseits die gemessenen magnetischen Momente zugrunde sowie den g-Faktor des Protonen-Lochzustands, der sich in der gesamten Isotopenkette von $^{105-115}\text{In}$ nur um maximal 2% ändert (Kap. 7.1), so erhält man für die Momente des $\nu(1g_{7/2})^{-1}$ -Zustands bei den drei Isotopen $^{112,114,116}\text{In}$ einen mittleren Wert von $1,1 \text{ n.m.}$. Dieser Wert ist um mehr als 60% größer als der von Ivanov et al. in $^{115\text{m}}\text{Sn}$ bestimmt Wert.

Da keine unabhängige Messung eines Quadrupolmoments und eines $B(^1P_1)$ -Faktors für Zinn vorliegen, wurde der elektrische Feldgradient mit Hilfe der modifizierten Breit-Wills Theorie für die Hyperfeinstruktur von s₁-Feinstrukturzuständen in intermediärer Kopplung nach A. Lurio /Lur66/ berechnet. Man erhält $V_{zz} = 630 (\text{C s cm}^2)^{-1}$. Mit der gleichen Vorgehensweise erhält man für den $B(^3P_1)$ -Faktor $V_{zz} = -153 (\text{C s cm}^2)^{-1}$. Dieser Wert ist um ca. 20% größer als der von Dembczynski und Rebel /Ans84/ mit Hilfe der effektiven Operatoren nach Sandars und Beck /San65/ berechnete Wert von $V_{zz} = -127 (\text{C s cm}^2)^{-1}$. Die so gewonnenen Quadrupolmomente (Tabelle 3, Spalte 5) liegen betragsmäßig im Bereich der für die isomeren Zustände in $^{117\text{m},119\text{m}}\text{Sn}(I = 11/2)$ bestimmten Werte, sind aber um mehr als einen Faktor fünf größer, als die Quadrupolmomente der Grundzustände bei $^{121,123,125}\text{Sn}$ /Ans84/. Für die angegebenen Fehler wurden hierbei nur die Fehler der B-Faktoren berücksichtigt. Zu vergleichen sind die Werte für $I = 7/2$ mit $Q_S(^{115\text{m}}\text{Sn}, I = 7/2) = 0,23 \text{ b}$ /Led78/ und dem theoretisch, unter Verwendung des nach dem Droplet-Modell berechneten $\langle R_N^2 \rangle = 22,02 \text{ fm}^2$, be-

stimmten Ein-Teilchen Quadrupolmoments für einen $(\nu g_{7/2})^{-1}$ -Zustand von $Q_{s.p.} = 0,05$ b. Berechnet man aus den in Tabelle 3 angegebenen Quadrupolmomenten unter der Annahme starker Kopplung das intrinsische Quadrupolmoment und den Deformationsparameter für statische Deformation, so erhält man maximal $\langle \beta \rangle = 0,05$.

Einen anderen Zugang zu den Deformationsparametern erhält man durch die $B(E2)$ -Werte. Tab. 4 enthält zum Vergleich die aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ elektrischer Quadrupolübergänge bestimmten rms-Werte des mittleren quadratischen Deformationsparameters $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$, der statische und dynamische Deformationen beinhaltet, von Cd, In und Sn. Die Werte für Indium sind die Mittelwerte aus den Daten der g-g-Isotone von Cd und Sn. Vergleicht man nun den oben gerechneten Wert von $\langle \beta \rangle$ für ^{109}Sn mit den $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ -Werten für Zinn, so fällt er nicht aus dieser Systematik heraus.

N	$\langle \beta^2 \rangle_{\text{Cd}}^{1/2}$	$\langle \beta^2 \rangle_{\text{In}}^{1/2}$	$\langle \beta^2 \rangle_{\text{Sn}}^{1/2}$
74			0.095(1)
72			0.105(1)
70			0.108(1)
68	0.186(1)	0.149	0.112(1)
66	0.187(1)	0.151	0.114(1)
64	0.181(1)	0.154	0.125(13)
62	0.172(1)	0.150	0.127(1)
60	0.170(1)		
58	0.168		

Tabelle 4: Deformationsparameter für Cadmium /Esa76/ und Zinn /Chr72/, /Led78/, bestimmt aus $B(E2)$ -Werten. Die für Indium eingetragenen Zahlen sind Mittelwerte aus den benachbarten g-g-Isotonen von Cd und Sn.

Aus der vorhergehenden Analyse muß man zusammenfassend folgendes feststellen:

Unter der Annahme $I = 1/2$ erhält man eine Übereinstimmung mit dem gemessenen Intensitätsverhältnis und das abgeleitete magnetische Moment paßt in die Systematik der Momente für $I = 1/2$. Andererseits bleibt dann die Frage nach den stark unterschiedlichen Linienbreiten offen und der wohl wichtigste Punkt ist, daß zum einen ein angeregter Zustand mit $I = 1/2$ noch nicht gefunden wurde und zum anderen ein solches Niedrigspin-Isomer in einer Fusionsreaktion kaum dominant gebildet werden würde.

Unter der Annahme $I = 5/2$ erhält man eine Übereinstimmung mit dem gemessenen Intensitätsverhältnis. Die abgeleiteten magnetischen Momente zeigen beide eine relativ große Abweichung vom Schmidt-Wert und das unter der Annahme eines Crossings erhaltene Moment paßt relativ gut in die Systematik der Momente der Cadmiumisotope mit $I = 5/2$, wobei der Wert für das zu ^{109}Sn isotone Cadmium $\mu(^{107}\text{Cd}) = 0,61 \text{ n.m.}$ beträgt. Eine Abweichung vom gleichen Betrag findet man auch, wenn man die Momente von $\mu(^{111\text{m}}\text{Cd}, I = 11/2) = -1,105 \text{ n.m.}$ und $\mu(^{113\text{m}}\text{Sn}, I = 11/2) = -1,293 \text{ n.m.}$ vergleicht. In beiden Fällen liegen die spektroskopischen Quadrupolmomente betragsmäßig im Bereich der für isomere Zustände in Zinn gemessenen Momente /Ans84/.

Unter der Annahme des gemessenen Spins $I = 7/2$ erhält man keine Übereinstimmung mit dem gemessenen Intensitätsverhältnis, die abgeleiteten magnetischen Momente erscheinen zu groß und liegen sehr nahe bei dem nach dem Einteilchen-Modell bestimmten Schmidt-Wert, während das spektroskopische Quadrupolmoment stark vom Einteilchen-Wert abweicht und betragsmäßig im Bereich der Momente für die isomeren Zustände liegt.

Als Konsequenz bleibt nur, das Isotop ^{109}Sn noch einmal mit entscheidend verbesserter Auflösung im optischen Interkombinationsübergang zu vermessen.

6.2) Isotopieverschiebung und Kernladungsradien

Die Isotopieverschiebung der stabilen Sn-Isotope wurde relativ zum Isotop ^{124}Sn gemessen und die der radioaktiven Isotope relativ zu ^{112}Sn . Dabei ist die Isotopieverschiebung des optischen Übergangs im Isotop A' relativ zum Referenzisotop A gegeben durch:

$$\delta\nu^{AA'} = \nu^A \left[\left\{ \frac{(1 + \beta^A)(1 - \beta^{A'})}{(1 - \beta^A)(1 + \beta^{A'})} \right\}^{1/2} - 1 \right]$$

mit $\beta = v/c$. Die Werte für die Massen werden den Tabellen von Wapstra und Bos /Wap77/ entnommen. Die Auswertung der IS und der $\delta\langle r^2 \rangle$ geht nach den im Anhang dargestellten Beziehungen und soll hier im Detail beschrieben werden. Zur Bestimmung der Radienänderung benötigt man entweder den elektronischen Faktor F und den spezifischen Masseneffekt oder ein unabhängig bestimmtes $\delta\langle r^2 \rangle$. Üblich ist es ein aus der Spektroskopie an myonischen Atomen gewonnenes $\delta\langle r^2 \rangle$, das an eine durch Elektronenstreuung gewonnene Ladungsverteilung angepaßt ist, als Eichwert zu benutzen. Auf Grund der vorliegenden Diskrepanzen in den Daten, die von Silver und Stacey /Sil73b/, Baird et al. /Bai83/ und Anselment /Ans84/ diskutiert werden, wurden diese Daten nicht in diese Auswertung einbezogen.

Es wird ein Weg eingeschlagen, wie er bereits von Baird et al. /Bai83/ aufgezeigt wurde. Als Eichwert benutzt man einen Wert für $\delta\langle r^2 \rangle^{124,116}$. Hierzu liegen zwei unabhängige Messungen vor, die das gleiche Resultat liefern. Einmal das Ergebnis einer K α -X-Ray Messung an SnI von Bhattacharjee et al. /Bha69/ mit $\delta\langle r^2 \rangle^{124,116} = 0,428(14) \text{ fm}^2$. Hierbei wurde in der Auswertung der SME berechnet und F mit HF bestimmt. Dieser Wert stimmt sehr gut überein mit dem von King und Wilson /Kin71/ für das gleiche Isotopenpaar bestimmten $\delta\langle r^2 \rangle^{124,116} = 0,42(6) \text{ fm}^2$ aus einer optischen Messung des alkaliähnlichen $5s^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5p^2\text{P}_{3/2}$ Übergangs im SnIV mit einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Hohlkathode. Dabei wurde der

SME berechnet, der elektronische Abschirmfaktor β mit Hartree-Fock Rechnungen bestimmt und F nach Babushkin eingesetzt.

Benutzt man den Wert von Bhattacharjee et al., dann sind bei gegebener IS in einem bestimmten optischen Übergang F und SME von einander abhängige Parameter, die auf den weiteren Verlauf der $\delta\langle r^2 \rangle$ keinen Einfluß mehr besitzen.

Man kann nun über zwei Wege Zugang zu F und SME finden. Einmal wie bereits im Anhang gezeigt, direkt berechnete F-Werte benutzen und dadurch SME festlegen, oder über einen King-Plot /Kuh62/ F und SME relativ zum F eines anderen optischen oder auch myonischen Übergangs bestimmen. Dieser zweite Weg wurde von Baird et al. und Anselment gewählt. In der stabilen Isotopenkette des Zinn wurde die IS im ionischen Übergang $5s^2 6s^2 S_{1/2} \rightarrow 5s^2 6p^2 P_{3/2}$ des SnII mit $\lambda = 645,3 \text{ nm}$ vermessen /Sil73a,b/. Die Ableitung der $\delta\langle r^2 \rangle$ -Werte aus diesen Daten wurde nach der semiempirischen Vorgehensweise über die Hfs-Aufspaltung des $6s^2 S_{1/2}$ -Grundzustands mit der G-F-S-Formel unter Verwendung eines durch HF-Rechnungen bestimmten Abschirmfaktors β , des von Bhattacharjee et al. gemessenen $\delta\langle r^2 \rangle^{124,116}$ und der theoretischen IS-Konstanten nach Babushkin (nicht nach Zimmermann korrigiert) durchgeführt. Korrigiert man die IS-Konstante nach Zimmermann, so erhält man für den elektronischen Faktor $F_{\text{SnII}} = -2,20 \text{ GHz/fm}^2$ und $\text{SME} = 2,7 \text{ NME}$, Einen ungewöhnlich großen Wert für einen doch alkaliähnlichen (ns - np)-Übergang.

Die Situation wird anders, wenn man die durch DF-Rechnungen von B. Fricke /Fri84/ (Tabelle 5) ermittelten Werte für die elektronischen Faktoren benutzt. Mit $F_{\text{SnII}} = -1,504 \text{ GHz/fm}^2$ erhält man für den $\text{SME} = 0,6 \text{ NME}$, was eher den empirischen Regeln für die alkaliähnlichen Übergänge entspricht.

Vergleicht man die Ergebnisse der IS zwischen der Ionen-Linie und dem Triplett-Übergang im Atom mit Hilfe eines King-Plots, so erhält man das Verhältnis $F_{\text{SnII}}/F_{\text{SnIT}} = -0,65(5)$. Dies stimmt sehr gut mit dem aus den DF-Rechnungen gewonnenen Verhältnis $F_{\text{SnII}}/F_{\text{SnIT}} = -0,62$ überein. Für das Verhältnis von Singulett- zu Triplettübergang erhält man mit der DF-Theorie $F_{\text{SnIS}}/F_{\text{SnIT}} = 0,82$.

Aus diesen Gründen wurden in dieser Arbeit die Ergebnisse der DF-Rechnungen zur Bestimmung des elektronischen Faktors für den Übergang im SnII und im Triplettssystem des SnI bei der Auswertung der King-Plots zwischen den drei hier diskutierten Übergängen benutzt und die spezifischen Masseneffekte damit bestimmt. Die Abbildungen 11a,b zeigen die King-Plots zwischen Ionen- und Singulettübergang und zwischen Singulett- und Triplettübergang. Dabei sind die relativen Isotopieverschiebungen $(IS - NME)/\alpha$ mit $\alpha = (A' - A)/A'A$ der verschiedenen Übergänge gegeneinander aufgetragen. Die Steigung der Geraden ist durch $\phi = F_y/F_x$ und der Achsenabschnitt durch $\mu = (SME_y - \phi SME_x)/\alpha$ gegeben. Man erhält:

$$\phi_1 = (F_{SnII}/F_{SnIS}) = -0,68(5) \text{ und } \mu_1 = -0,23(6) \cdot 10^{12}$$

$$\phi_2 = (F_{SnIS}/F_{SnIT}) = 0,93(1) \text{ und } \mu_2 = -0,01(2) \cdot 10^{12}.$$

Man sieht, daß diese Werte nicht mehr so gut mit den durch die DF-Werte gegebenen Verhältnissen übereinstimmen. Eine Verbesserung ist durch Anwendung von Multi-Configuration-Dirac-Fock (MCDF) Verfahren zu erwarten. Für den elektronischen Faktor F_{SnIS} wird der Mittelwert der aus den Steigungen der King-Plots bestimmten Werte benutzt: $F_{SnIS} = 2,25(17) \text{ GHz/fm}^2$. Damit ergibt sich für den spezifischen Masseneffekt im Singulettübergang $SME = -1,6 \text{ NME}$ und im Triplettübergang $SME = -1,043 \text{ NME}$, was mit den empirischen Regeln, soweit man sie auf einen invertierten alkaliähnlichen Übergang übertragen kann, besser verträglich ist.

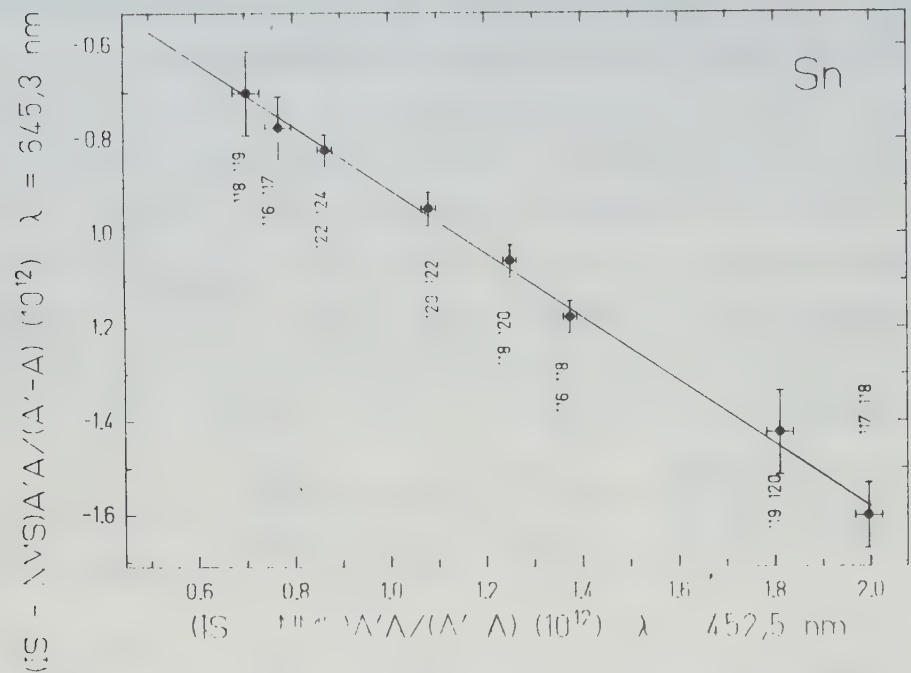
In Tabelle 6a sind die Werte für die Isotopieverschiebung und die Werte für $\delta\langle r^2 \rangle$ relativ zu ^{124}Sn eingetragen und in Tabelle 6b werden diese mit den Ergebnissen der anderen optischen Messungen verglichen. Die Fehlerangabe bei den relativen Radienänderungen (6b) beinhaltet den experimentellen Fehler aus der Isotopieverschiebungsmessung, dessen Anteil im Mittel 1 mfm^2 beträgt, und den systematische Fehler durch die Eichung. In der Arbeit von Silver und Stacey (Oxford73 /Sil73b/) werden keine Fehlerangaben gemacht. Die Fehlerangabe bei Anselment (Karlsruhe84/Ans84/) erscheint zu groß und sollte, da der gleiche Übergang wie bei Baird et al. (Oxford83/Bai83/) spektroskopiert wurde und

die Fehler in der Isotopieverschiebung eher kleiner sind als bei Baird et al., von der gleichen Größenordnung wie bei Oxford83 sein.

Element	β		F (GHz/fm ²)		aus Hfs
	DF	HF	DF	HF	
Zinn I					
$5p^2\ ^1S_0 - 5p6s\ ^1P_1$	4,13		1,980		
$5p^2\ ^3P_0 - 5p6s\ ^3P_1$	4,21		2,428		
Zinn II					
$6s\ ^2S_{1/2} - 6p\ ^2P_{3/2}$	1,16	1,17	-1,504		-2,20
Zinn IV					
$5s\ ^2S_{1/2} - 6p\ ^2P_{3/2}$		1,06			1,40
$F_{\text{SnII}}/F_{\text{SnIT}} = -0,62$ $F_{\text{SnII}}/F_{\text{SnIS}} = -0,76$ $F_{\text{SnIS}}/F_{\text{SnIT}} = 0,82$					
Indium					
$5p\ ^2P_{3/2} - 6s\ ^2S_{1/2}$	4,67	4,84	2,070	2,033	3,45
$5p\ ^2P_{3/2} - 7s\ ^2S_{1/2}$	12,0	12,5	1,773	1,756	2,84
$5p\ ^2P_{3/2} - 7p\ ^2P$			1,621	1,612	

Tabelle 5: Abschirmfaktoren β und elektronische Faktoren F für experimentell untersuchte Übergänge in Zinn und Indium (DF-Werte nach B. Fricke /Fri84/, HF-Werte nach P. Aufmuth /Auf82/).

a)



b)

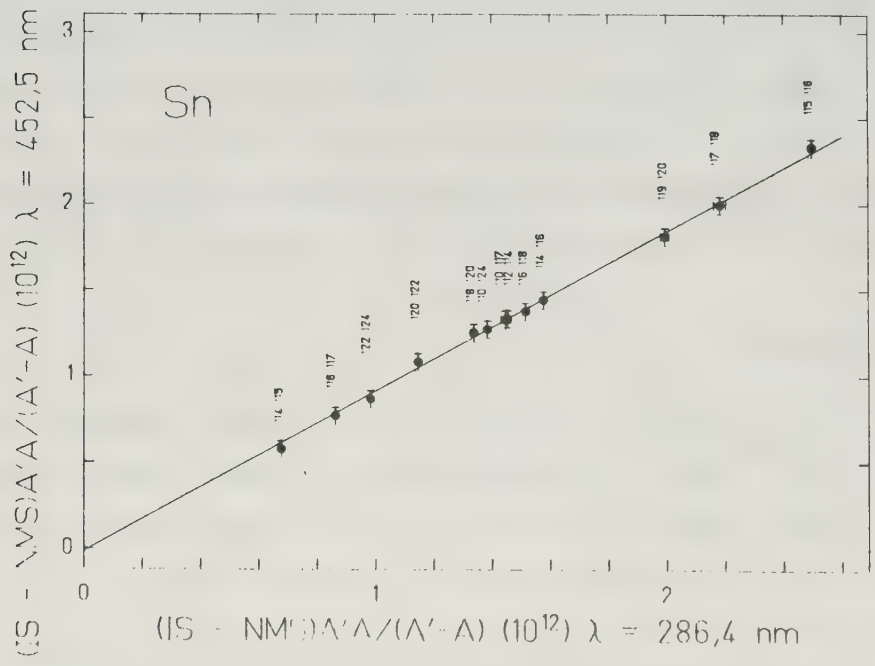


Abbildung 11: King-Plots zwischen $\lambda = 645,3 \text{ nm}$ und $\lambda = 452,5 \text{ nm}$ (a) und $\lambda = 452,5 \text{ nm}$ und $\lambda = 286,4$ (b).

a)	A'	I	$\tau_{1/2}$	$\delta v^{124,A'}$	$\delta \langle r^2 \rangle^{124,A'}$
	122	0	stabil	-162,8(2,0)	-0,085(7)
	120	0	"	-360,3(4,0)	-0,186(12)
	119	1/2	"	-521,4(6,0)	-0,261(18)
	118	0	"	-588,4(6,0)	-0,301(18)
	117	1/2	"	-759,1(8,0)	-0,384(25)
	116	0	"	-842,6(8,0)	-0,428(25)
	115	1/2	"	-1044,3(10,0)	-0,525(35)
	114	0	"	-1115,7(10,0)	-0,564(33)
	112	0	"	-1380,3(12,0)	-0,697(40)
	110	0	4,0 h	-1678,1(14,0)	-0,845(49)
	109	7/2	18,0 m	-1813(53)	-0,913(70)
	108	0	10,5 m	-2003,2(16,0)	-1,006(60)

b)	A	A'	Mainz 84	Oxford 73	Karlsruhe 84	Oxford 83
	125	124	-	-	0,034(9)	-
	124	122	0,085(7)	0,088	0,091(20)	0,091(5)
	124	123	-	-	0,057(11)	-
	122	120	0,101(5)	0,100	0,100(22)	0,100(5)
	122	121	-	-	0,059(12)	-
	122	121m	-	-	0,064(13)	-
	120	119	0,075(6)	0,070	0,070(14)	0,068(4)
	120	118	0,115(6)	0,113	0,113(24)	0,112(5)
	118	117	0,083(7)	0,079	0,076(14)	0,076(3)
	118	117m	-	-	0,079(15)	-
	118	116	0,127(7)	0,126	0,124(25)	0,124(6)
	116	115	0,097(10)	-	0,086(16)	0,086(5)
	116	114	0,136(8)	-	0,131(27)	0,130(6)
	114	112	0,133(7)	-	0,129(27)	0,131(6)
	112	110	0,148(9)	-	0,142(29)	-
	110	109	0,068(21)	-	-	-
	110	108	0,161(11)	-	-	-

Tabelle 6a,b: Isotopieverschiebung in der 452,5 nm-Linie und Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien bei Zinn relativ zu ^{124}Sn (a) und Vergleich der Radienänderungen aus verschiedenen optischen Messungen (b).

In Abbildung 12 sind die $\delta\langle r^2 \rangle$ -Werte von Zinn willkürlich relativ zu $N = 66$, der Mitte zwischen den magischen Schalen bei $N = 50$ und $N = 82$ aufgetragen. Dabei ist zusätzlich der experimentell aus den IS-Daten gewonnene nach dem Droplet-Modell bestimmte Verlauf für konstante Deformation mit dem $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ -Wert des Referenzisotops ^{116}Sn aus Tabelle 4 eingezeichnet. Mit diesem Deformationswert ist gleichzeitig auch die Lage der $\delta\langle r^2 \rangle$ -Geraden mit $\langle \beta^2 \rangle^{1/2} = 0$ bestimmt. Zieht man nun einen Vergleich zu den Deformationswerten aus den $B(E2)$ -Werten, so stellt man folgendes fest:

Aus den $B(E2)$ -Werten folgt eine Zunahme der Deformation mit abnehmender Neutronenzahl. Aus der Isotopieverschiebung ergibt sich mit der Droplet-Modell-Beschreibung des Volumenanteils eine Abnahme der Deformation. Auf der neutronenreichen Seite erhält man $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}(^{124}\text{Sn}) = 0,106$. Dieser Wert liegt über dem Deformationswert aus dem $B(E2)$ -Wert.

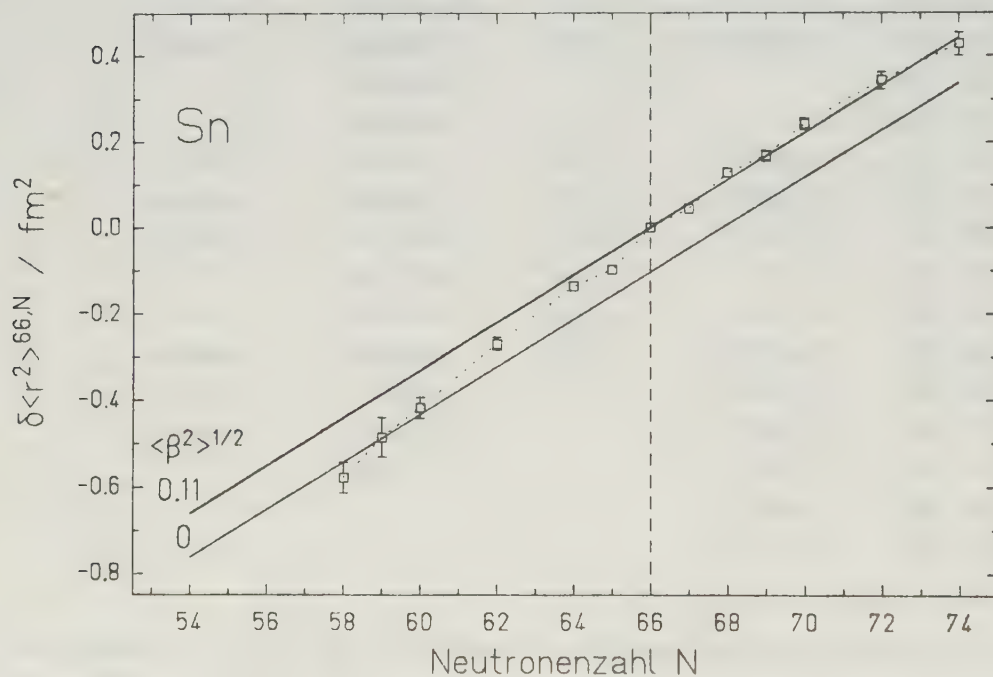


Abbildung 12: Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien von Zinn relativ zu ^{124}Sn .

Auf der neutronenarmen Seite führt die Beschreibung des Volumenanteils nach dem Droplet-Modell zu einem unphysikalischen Resultat, ähnlich wie bei Cadmium /Wen81/.

Eine von Berdichevsky /Ber84/ für die geraden Sn-Isotope durchgeführte selbstkonsistente erzwungen sphärische HF+BCS-Rechnung unter Verwendung der Kraft Ka /Köh76/ liefert eine relativ gute Beschreibung der experimentell bestimmten $\delta\langle r^2 \rangle$ -Werte, zeigt jedoch eine große Abweichung bei einem Vergleich mit den experimentell bestimmten Mass-Excess-Werten der neutronenarmen Zinnisotope.

Systematische Vergleiche der experimentell bestimmten relativen Radienänderungen unter Einbeziehung aller bekannten Werte mit den Vorhersagen des Droplet-Modells von Myers und Schmidt /Mye83/ sowie der sphärischen Ein-Teilchen-Potential Modelle mit den Harmonischen-Oszillator-, Wood-Saxon- und Hartree-Fock-Potentialen SkyrmeIII /Bei75/ und SGII /Gia81a,b/ von B.A. Brown et al. /Bro84/ zeigen, daß das Droplet-Modell insgesamt betrachtet, die augenblicklich beste Beschreibung der Kernladungsradien bietet.

7) Indium

7.1) Hyperfeinstruktur und Kernmomente

Die Ergebnisse der Hyperfeinstrukturanalysen entsprechend den im Anhang gezeigten Beziehungen sind in den Tabellen 7a und b zusammengefaßt. Für die Auswertung der Daten von $^{105,106}\text{In}$ wurden wie schon für $^{107,108}\text{In}$ /Ulm84/ die über NO (nuclear orientation) abgeleiteten Spinwerte nach Vandeplassche et al. /Van82,83/ verwendet. In Tabelle 7a Spalte 4, 5 und 6 sind die in dieser Arbeit bestimmten Hyperfeinstruktur-Konstanten A der Zustände $5p\ ^2P_{3/2}$ und $6s\ ^2S_{1/2}$ und B von $5p\ ^2P_{3/2}$ aufgeführt, zusammen mit den anderen durch diese Methode bestimmten Werten für $^{107-115}\text{In}$, um so eine Übersicht zu ermöglichen. Das Verhältnis der A-Faktoren ist innerhalb der Fehlergrenzen konstant, d.h. es gibt im Rahmen der Meßfehler keinen Hinweis auf Hyperfeinanomalie.

Die magnetischen Dipolmomente (Tabelle 7b, Spalte 4) wurden aus den A(6s)-Faktoren relativ zu dem sehr genau vermessenen A(6s)-Faktor von ^{115}In bestimmt:

$$\mu^{A'} = \mu^{115} (I^{A'}/I^{115}) (A(6s)^{A'}/A(6s)^{115})$$

mit $\mu^{115} = 5,5408(2)$ n.m. /Led78/ (auf Diamagnetismus korregiert), $I^{115} = 9/2$ und $A(6s)^{115} = 1685,3(6)$ (Mittelwert aus /Jac81/ und /Nei80/).

Das für ^{106}In gemessene Dipolmoment weicht innerhalb der Fehlergrenzen leicht von dem für dieses Isotop bei Vandeplassche /Van82,83/ angegebenen Wert ab, stimmt aber innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem von N.J. Stone aus Oxford auf der Amco-7 1984 mitgeteilten in Leuven mit NMR/ON neu gemessenen Wert $\mu(^{106}\text{In}) = 4,925(13)$ überein /Sto84/.

Anders ist die Situation für ^{105}In . Hier liegt eine große Diskrepanz zwischen den beiden Messungen vor. Betrachtet man Abb. 13a, so sieht man, daß der in dieser Arbeit bestimmte Wert der Systematik der magnetischen Momente der $I = 9/2$ Isotope folgt, während der von Vandeplassche angegebene Wert die Systematik überraschend abbricht.

Systematische Untersuchungen der magnetischen Dipolmomente /Hag81a,b/, /Van81,82,83/ und der Kernspins der ungeraden Indiumisotope ordnen diesen die $\pi(1g_{9/2})^{-1}$ - (Protonen-Loch)-Konfiguration zu, die durch den gemessenen Verlauf der Momente von $^{105-115}\text{In}$ mit einer maximalen Abweichung von 2% bestätigt wird. Bei den geraden Isotopen gibt es eine weitgehend gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der Analyse mit der Additivitätsrelation für magnetische Dipolmomente /Nuy82/, /Hag81b/ und /Van82,83/. Die unter Zugrundelegung der Konfiguration $[\pi(1g_{9/2})^{-1}\nu(2d_{5/2})^{-1}]_7^+$ aus den Momenten der unmittelbar benachbarten Isotonen des Cadmiums und Isotopen des Indiums von ^{106}In und ^{110}In stimmen bis auf 1% mit den experimentellen Daten überein. Einzig für ^{108}In liegt eine Abweichung von 9% vor. Wertet man die aus der optischen Messung erhaltene Aufspaltung des $6s\ ^2S_{1/2}$ -Zustands im ^{108}In unter der Annahme verschiedener für die angegebene Konfiguration möglicher Kernspins aus, und zieht einen Vergleich mit den sich für diese Kernspins mit der Additivitätsrelation ergebenden magnetischen Momente, so erhält man für Spins $I < 7$ eine Übereinstimmung von besser als 1/2%, ohne daß sich dies auf den Verlauf der intrinsischen Quadrupolmomente oder die Isotopieverschiebung entscheidend auswirken würde.

Die elektrischen spektroskopischen Quadrupolmomente Q_S wurden aus den $B(5p)$ -Faktoren für das Isotop A' relativ zu $A = 115$ berechnet mit:

$$Q_S^{A'} = (B(5p)^{A'} / B(5p)^{115}) Q_S^{115}$$

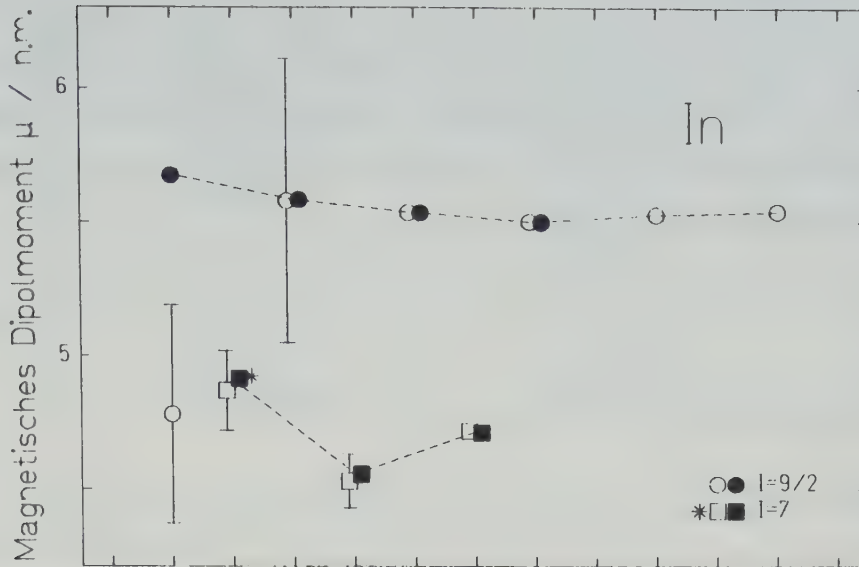
und $B(5p)^{115} = 449,545(3)$ MHz. Als Referenzwert für das Quadrupolmoment wird in dieser Arbeit der nach einer Analyse der Sternheimerkorrekturen gewonnene Wert $Q_S^{115} = 0,81$ b /Bel84/ benutzt. Tabelle 7b enthält in den Spalten 5 und 6 die damit berechneten spektroskopischen und intrinsischen Quadrupolmomente. Als Fehler von $Q_S^{A'}$ sind nur die durch die Unsicherheit der B-Faktoren gegebenen Werte berücksichtigt, da in erster Näherung nur dies die relevante Größe ist, die bei der Betrachtung von aus den Quadrupolmomenten hergeleiteten Deformationsänderungen zwischen verschiedenen Isotopen eine Rolle spielt. Eine graphische Darstellung von Q_S

und Q_0 (Abb. 13b) verdeutlicht den nahezu konstanten Wert von Q_S für einen gegebenen Spin und auch die Konstanz der berechneten intrinsischen Quadrupolmomente. Die daraus bestimmten Deformationsparameter $\langle \beta \rangle$ haben einen bis auf 5% konstanten Wert von $\langle \beta \rangle = 0,12$ für alle Indiumisotope $^{105-115}\text{In}$.

A	$\tau_{1/2}$	I	$A(5p\ ^2P_{3/2})$	$B(5p\ ^2P_{3/2})$	$A(6s\ ^2S_{1/2})$
115	stabil	9/2	242,1647(3)	449,545(3)	1685,3(6)
113	stabil	9/2	241,6409(4)	443,414(4)	
111	2,81d	9/2	239,3(10)	446(12)	1673,7(20)
110m	4,9h	7	132,7(9)	555(12)	921,5(16)
109	4,2h	9/2	241,7(8)	467(15)	1684,3(12)
108	58m	7	127,7(7)	560(20)	891,1(9)
107	32,4m	9/2	243,1(14)	448(29)	1698,7(23)
106	6,3m	7	136,8(13)	540(34)	961,3(19)
105	4,8m	9/2	250,6(12)	460(28)	1726,0(13)
A	$\tau_{1/2}$	I	μ / n.m.	Q_S / b	Q_0 / b
115	stabil	9/2	5,5408(2)	0,810	1,485
113	stabil	9/2	5,5289(2)	0,799	1,465
111	2,81d	9/2	5,503(7)	0,840(22)	1,474(40)
110m	4,9h	7	4,713(8)	1,000(22)	1,495(33)
109	4,2h	9/2	5,538(4)	0,841(27)	1,542(50)
108	58m	7	4,557(5)	1,009(36)	1,508(54)
107	32,4m	9/2	5,585(8)	0,807(52)	1,480(95)
106	6,3m	7	4,916(7)	0,972(61)	1,453(91)
105	4,8m	9/2	5,675(5)	0,829(50)	1,520(93)

Tabelle 7: A- und B-Faktoren (MHz) für den 451,2 nm Übergang in der Indiumisotopenkette (a) und magnetische Dipolmomente, elektrische spektroskopische und intrinsische Quadrupolmomente der neutronenarmen Indiumisotope (b).

a)



b)

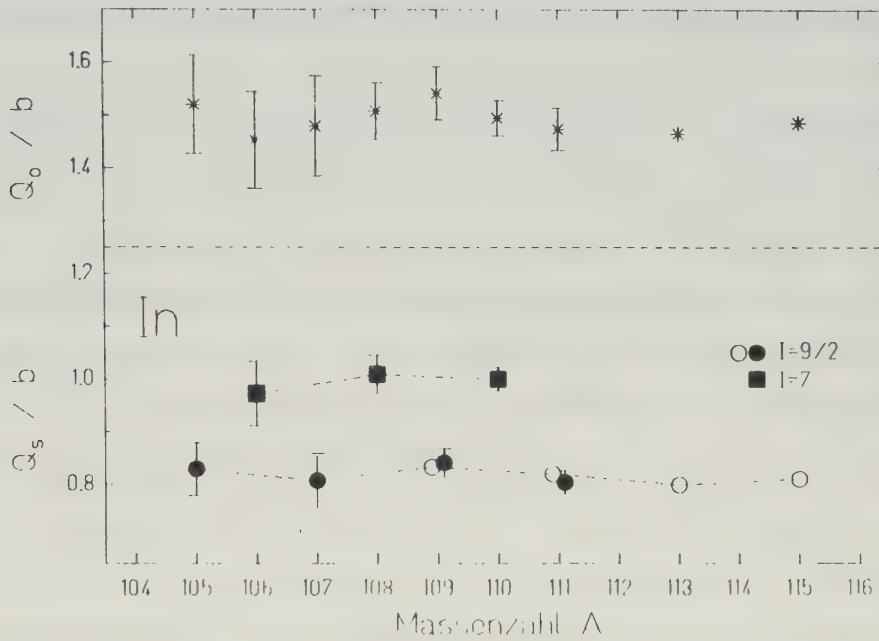


Abbildung 13: Magnetische Dipolmomente (a) und Elektrische spektroskopische und intrinsische Quadrupolmomente (b) der Indiumisotopenkette. (Offene Symbole: Literaturwerte /Hag81a,b/, /Van82,83/; volle Symbole: Kollineare Laserspektroskopie; Stern: NMR/ON /Sto84/).

Tab. 4 entnimmt man die berechneten rms-Werte des mittleren quadratischen Deformationsparameters, die im bestimmten Bereich von $A = 111 - 117$ einen im Rahmen der Fehler konstanten Wert von $\langle \beta^2 \rangle^{1/2} = 0,150$ zeigen. Der Vergleich zeigt, daß die Relation $|\langle \beta \rangle| \leq \langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ erfüllt ist. Dies deutet auf eine Abweichung von der Annahme starker Kopplung hin und/oder auf einen Vibrationsbeitrag in der Quadrupoldeformation, der sich im Wert von Q_S nicht bemerkbar machen würde.

7.2) Isotopieverschiebung und Kernladungsradien

Die unterschiedlichen Berechnungsweisen für F ergeben ebenfalls sehr unterschiedliche Werte (siehe Tabelle 6). Deshalb werden hier für den benutzten Übergang ebenfalls die durch die DF-Rechnungen bestimmten Werte eingesetzt.

Mit der Kenntnis eines gemessenen $\delta \langle r^2 \rangle$ -Wertes für ein Isotopenpaar läßt sich dann der SME bestimmen. Die Problematik bei Indium einen verläßlichen Wert anzugeben wird in der Doktorarbeit von G. Ulm /Ulm84/ ausführlich diskutiert. Deshalb wird auch in dieser Arbeit aus Konsistenz- und aus den Systematischen Gründen der empirische Weg beibehalten und ein Mittelwert aus den Isotopenpaaren der benachbarten Elemente Zinn und Cadmium gewählt: Buchinger /Buc81a,b/ gibt für Cd an $\delta \langle r^2 \rangle^{114,112} = -0,126(3) \text{ fm}^2$. Für Zinn wird aus Konsistenzgründen zu /Ulm84/ $\delta \langle r^2 \rangle^{116,114} = -0,130(6) \text{ fm}^2$ zugrunde gelegt. Als Mittelwert für Indium ergibt sich damit $\delta \langle r^2 \rangle^{115,113} = -0,128 \text{ fm}^2$ und der SME im Übergang $5p_{3/2} \rightarrow 6s_{1/2}$ beträgt somit $\text{SME} = -1,17 \text{ NME}$. In Tabelle 8 findet man die Ergebnisse für die Isotopieverschiebung und die Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien für die bisher in diesem Übergang vermessenen Isotope.

Abbildung 14 zeigt den Verlauf der $\delta \langle r^2 \rangle$ -Werte für Indium relativ zu ^{115}In , daß mit der Neutronenzahl $N = 66$ in der Schalenmitte zwischen $N = 50$ und $N = 82$ liegt. Zusätzlich eingetragen ist der nach dem Droplet-Modell

A	I	$\delta\nu^{115,A'} / \text{MHz}$	$\delta\langle r^2 \rangle^{115,A'} / \text{fm}^2$
113	9/2	-255,4(5)	-0,128
111	9/2	-517(20)	-0,259(10)
110m	7	-722(17)	-0,361(8)
109	9/2	-819(14)	-0,410(7)
108	7	-1011(19)	-0,505(9)
107	9/2	-1150(21)	-0,575(10)
106	7	-1359(24)	-0,678(12)
105	9/2	-1465(29)	-0,733(14)

Tabelle 8: Isotopieverschiebung in der 451,1 nm-Linie und Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien relativ zu ^{115}In .

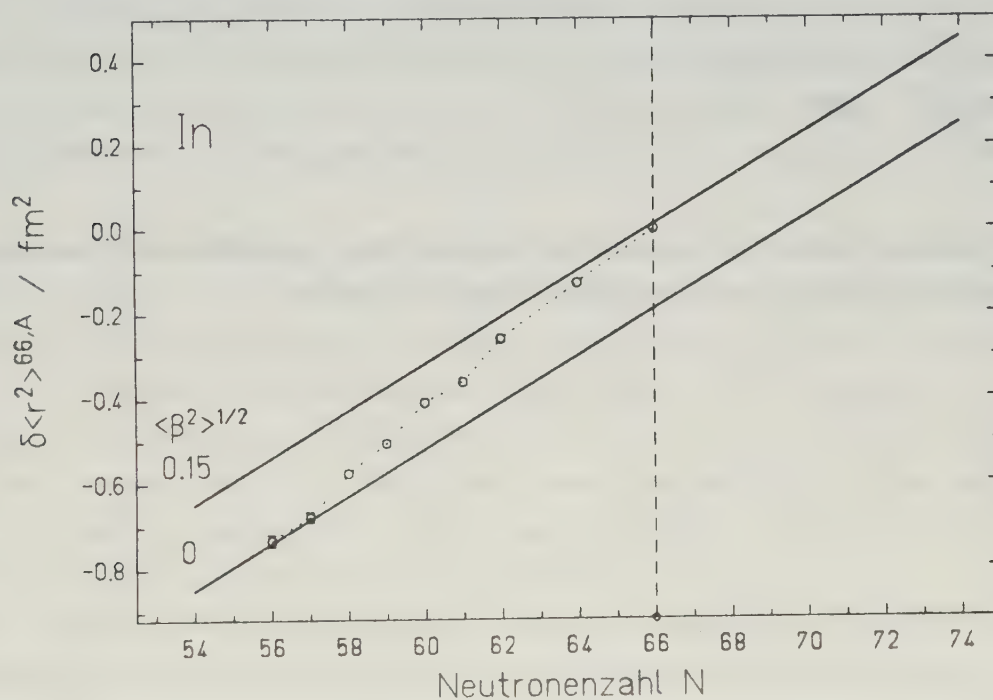


Abbildung 14: Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien von Indium relativ zu ^{115}In .

für konstante Deformation mit dem $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ -Wert des Referenzisotops aus Tabelle 4 bestimmte Verlauf und die sich daraus für $\langle \beta^2 \rangle^{1/2} = 0$ ergebende $\delta \langle r^2 \rangle$ -Gerade. Der aus der IS bestimmte $\delta \langle r^2 \rangle$ -Verlauf ergibt so eine mit fallender Neutronenzahl abnehmende Deformation. Im Widerspruch dazu erhält man $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}({}^{107}\text{In}) = 0,08$ gegenüber $\langle \beta \rangle = 0,12$ aus dem Quadrupolmoment.

Die gerade-ungerade Effekte (odd-even staggering) im Verlauf der Kernladungsradien in einer Isotopenkette werden durch den Parameter γ /Tom62/ beschrieben:

$$\gamma^{N+1} \equiv 2(\langle r^2 \rangle^{N+1} - \langle r^2 \rangle^N) / (\langle r^2 \rangle^{N+2} - \langle r^2 \rangle^N),$$

wobei N eine gerade Neutronenzahl ist. Zusammen mit den bei /Ulm84/ angegebenen Werten für A = 110 und 108 ergibt sich bei Indium:

$$A = 110: \gamma^{61} = 0,65(14)$$

$$A = 108: \gamma^{59} = 0,85(15)$$

$$A = 106: \gamma^{57} = 0,70(30).$$

Verschiedene theoretische Ansätze können die experimentell bestimmten γ -Parameter nicht gut reproduzieren /Ree71/, /Hef84/.

8) Diskussion der Variation der mittleren quadratischen Kernladungsradien von Zinn und Indium

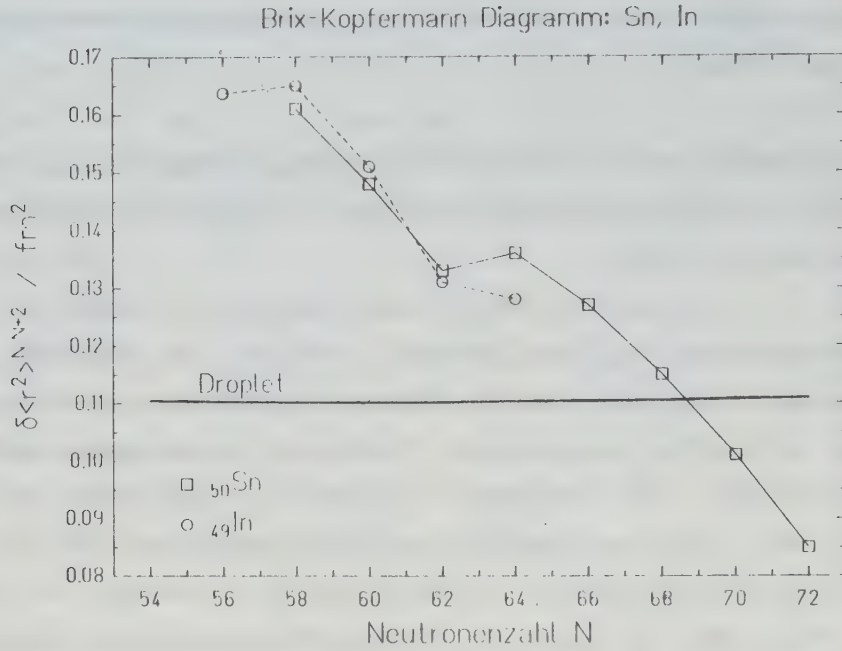
In diesem Abschnitt sollen die in den vorhergehenden Kapitel bestimmten Änderungen der Kernladungsradien von Zinn und Indium vergleichend untereinander diskutiert werden.

In Abb. 15a ist in einem Brix-Kopfermann Diagramm die Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien zwischen den Isotopen mit den Neutronenzahlen N und $N+2$ über N , für die g-g-Isotope von Zinn und die u-g-Isotope von Indium aufgetragen. Zusätzlich eingetragen ist der nach dem Droplet-Modell für konstante Deformation erwartete Verlauf der $\delta\langle r^2 \rangle$ -Werte, der als gemeinsame horizontale Gerade erscheint, da sich der Volumenbeitrag zwischen diesen beiden Elementen um weniger als 1% unterscheidet. Man sieht für Zinn und Indium einen weitgehend gleichartigen Verlauf, der sich zunächst nur dadurch unterscheidet, daß das Abknicken bei $N = 62$ und 64 sich bei Zinn wesentlich prägnanter darstellt. Dieses Verhalten bei $N = 64$ wird allgemein im Zusammenhang mit einem Effekt durch einen Unterschalenabschluß nach dem Auffüllen der $1g_{7/2}^-$ und $2d_{5/2}$ -Neutronenschalen gesehen /Fic72/, /Bäc81/.

In einer Arbeit über die Isotopieverschiebung in der Nähe abgeschlossener Neutronenschalen weist Gerstenkorn /Ger79/ auf die Parallelität im Verlauf der Kernladungsradien und der Zwei-Neutronen-Separationsenergien /Wap77/ sowie der Bindungsenergien pro Nukleon /Duc51/ gerade bei den "magischen" Neutronenschalenabschlüssen $N = 20, 28, 50$ und 82 hin. Das starke Anwachsen der $\langle r^2 \rangle$ -Werte nach dem Schalenabschluß steht dabei immer kleinen S_{2n} -Werten der letzten zwei Neutronen und dem starken Abfall der Bindungsenergien pro Nukleon gegenüber.

Zum Vergleich ist in Abbildung 15b die Änderung der Zwei-Neutronen-Separationsenergien zwischen den Isotopen mit den Neutronenzahlen $N+2$ und N über N für die entsprechenden g-g- und u-g-Isotope von Zinn und Indium aufgetragen. Man erkennt, daß der Verlauf dieser Kurven weitgehend auch für eine größere Isotopenzahl das Verhalten in den Radien widerspiegelt. Abweichungen gibt es bei Zinn für $N < 62$ und bei Indium für $N = 60$.

a)



b)

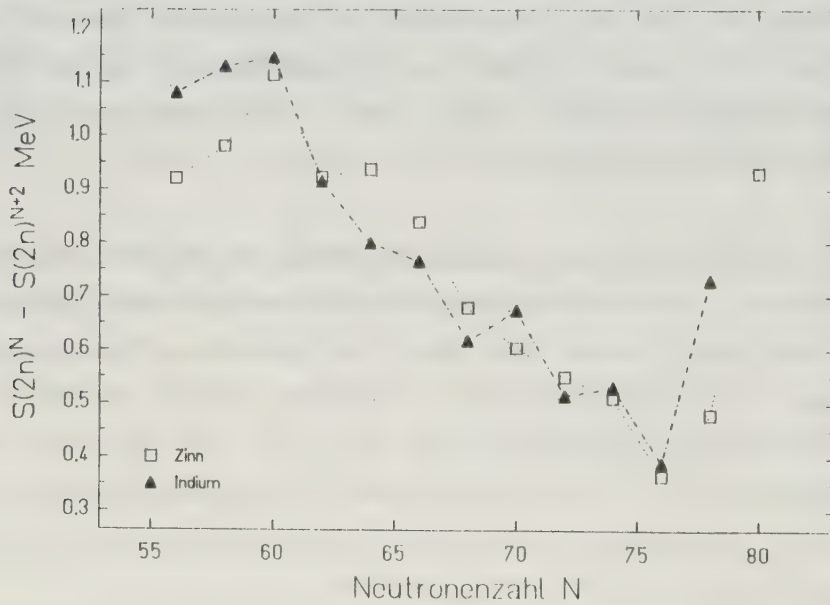


Abbildung 15: Brix-Kopfermann Diagramm für die Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien zwischen den Isotopen mit den Neutronenzahlen N und $N+2$ (a) und Änderung der Zwei-Neutronen-Separationsenergien $\Delta S_{2n} = S_{2n}(N) - S_{2n}(N+2)$ zwischen den g-g-Isotopen von Zinn und den u-g-Isotopen von Indium (b).

c)

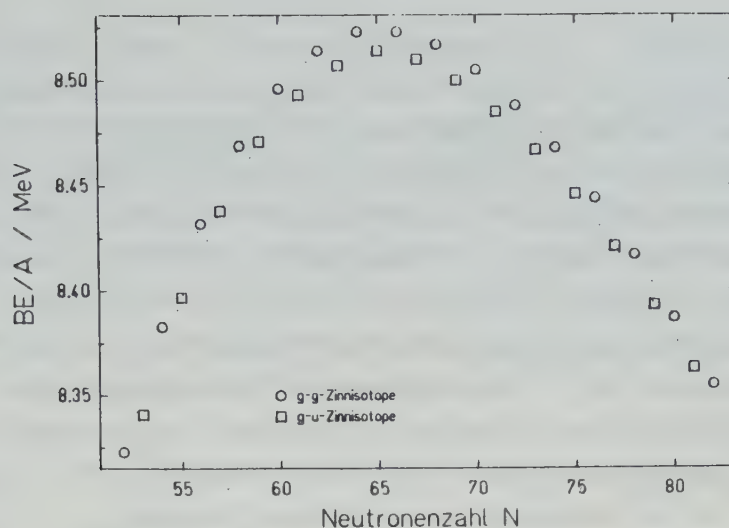


Abbildung 15c: Bindungsenergie pro Nukleon der Zinnisotope /Wap84/.

Betrachtet man die experimentell bestimmten Bindungsenergien pro Nukleon BE/A /Gom84/, /Wap84/ in der Zinnisotopenkette, so folgen die Werte für die g-g- und die g-u-Isotope getrennt zwei Parabeln, die für $A = 114 - 116$ ($N = 64 - 66$) Maxima aufweisen (Abbildung 15c). Hierbei fällt auf, daß der Betrag der Steigungen für $A < 114$ in Richtung auf den "magischen" Neutronenschalenabschluß bei $N = 50$ mehr als dreimal so groß ist, wie für $A > 116$ bis zum "magischen" Abschluß bei $N = 82$.

9) Ausblick

9.1) Zinn

Es ist sinnvoll die Untersuchungen in der Zinnisotopenkette für die ungeraden radioaktiven Isotope ^{109}Sn und ^{111}Sn zu wiederholen, wobei es sich anbietet ^{111}Sn mit einem ^{100}Mo -Target zu produzieren, da man dabei eine um einen Faktor vier gesteigerte Produktionsrate erwartet, und auf ^{107}Sn ($I = 5/2$), ^{113}Sn ($I = 1/2$) und $^{113\text{m}}\text{Sn}$ ($I = 7/2$) auf der neutronenarmen Seite auszuweichen und auch auf die neutronenreiche Seite zu erweitern. Der metastabile Zustand im ^{113}Sn liegt nur 79 keV über dem Grundzustand und sollte in der Produktion über die Fusionsreaktion bevorzugt besetzt werden. Um den spektroskopischen Schwierigkeiten bei den $I > 1/2$ Isotopen auszuweichen ist es sinnvoll, den optischen Übergang $\lambda_2 = 563,2$ nm für die optische Anregung zu nutzen, um so aufgrund der größeren Hyperfeinstrukturaufspaltung im $^3\text{P}_1$ -Zustand zu einer verbesserten Auflösung in den Spektren zu gelangen. Dies ist auch gerade im Hinblick auf das Isotop ^{113}Sn von großer Bedeutung, da es hier im Falle einer kleinen Isomerieverschiebung zu einer Überlagerung der zu beiden Spins gehörenden Spektren kommt. Erste Untersuchungen zeigen, daß die auf diesem Übergang erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit um zirka einen Faktor zwei bis drei schlechter ist, als auf dem bisher genutzten /Ebe85/. Dieser Nachteil kann jedoch durch eine entsprechend längere Meßzeit ausgeglichen werden.

Da mittlerweile auch die Möglichkeit der Feldionisation von Rydberg-Atomen im schnellen Atomstrahl realisiert worden ist, bietet sich zusätzlich ein anderer Weg für eine optische Anregung mit anschließendem Teilchennachweis an. So ist ausgehend vom im Ladungsaustausch bevölkerten metastabilen $5p^2 \ ^1\text{S}_0$ -Zustand Zweiphotonenanregung eines Rydbergzustands einmal über den $5p6s \ ^1\text{P}_1$ - und einmal über den $5p6s \ ^3\text{P}_1$ -Zustand in einem Zweistufenprozess mit anschließender Feldionisation mit dem Nachweis der Ionen oder Elektronen möglich. Aufgrund der stark unterschiedlichen Wellenlängen ist es dabei aber im Gegensatz zu Indium notwendig, ein zweites Farbstofflasersystem einzusetzen. Für diese vorgeschlagenen optischen Anregungsmöglichkeiten ist aber noch in off-line Tests am GSI-Test Separator die erreichbare Nachweisempfindlichkeit zu überprüfen.

9.2) Indium

Eine Ausdehnung der laserspektroskopischen Untersuchungen der Indiumisotopenkette ist ebenfalls sehr sinnvoll und möglich. Dabei ist auch hier der Weg in Richtung der neutronenarmen und der neutronenreichen Isotope offen. Für $^{103,104}\text{In}$ wurden unerwartet niedrige Masseexcesswerte gefunden /Wou83/. Falls der Sprung in der Masse eine Folge einsetzender starker Deformation wäre, ähnlich wie in Rb ab $N = 60$ /Thi81/, so müßte sowohl die IS als auch die Q_S diese Formänderung zeigen, was bei $Z = 49$ und $N = 54, 55$ jedoch eine unerwartete Deformationsgegend wäre, da man sich hier doch auf den Neutronenschalenabschluß bei $N = 50$ hinbewegt. ^{104}In ist mit ^{92}Mo als Target und ^{16}O als Projektil in für eine Messung ausreichenden Mengen produzierbar. Weiterhin interessant bleiben die Isomere bei ^{108}In und das Hochspinisomer $^{109}\text{In}(I = 19/2)$.

Auf der neutronenreichen Seite bieten sich die Isotope $^{118m1}, ^{118m2}, ^{119}, ^{119m}, ^{121}, ^{121m}\text{In}$ an, die an der ISOLDE im CERN mit einem 600 MeV Protonenstrahl mit Raten bis zu $5 \cdot 10^8$ Teilchen/s produziert werden /Ben84/.

Bei Indium wurde kürzlich von unserer Gruppe die Feldionisation von durch Zweiphotonenübergänge produzierten Rydbergatomen am schnellen Atomstrahl in kollinearer Geometrie mit einem Farbstofflaser und anschließendem Teilchennachweis der produzierten Ionen realisiert. Eine Überprüfung dieser Methode auf Empfindlichkeit für on-line Anwendungen steht noch aus.

Für beide Elemente ist natürlich eine insgesamt verbesserte Nachweiswahrscheinlichkeit von Vorteil. Ansätze dazu sind gemacht mit einem Natrium-Düsenstrahl, der den Ladungsaustausch innerhalb des elliptischen Spiegels in der Nachweisregion stattfinden läßt /Ber84a,b/. Auf diese Weise kann das für beide Elemente die Empfindlichkeit reduzierende optische Pumpen außerhalb der Nachweisregion umgangen werden.

10) Anhang

In diesem Abschnitt sollen noch einmal zur Vermittlung einer Übersicht die Grundlagen der Hyperfeinstruktur (Hfs) und der Isotopieverschiebung (IS) mit den wesentlichen Punkten dargestellt werden, um so den Zusammenhang zwischen den in dieser Arbeit gewonnenen Meßgrößen und den daraus abgeleiteten Daten zu verdeutlichen. Die Ergebnisse der Theorie werden nur in so weit wieder gegeben, wie es für die in dieser Arbeit ausgeführten Analysen und Messungen erforderlich ist.

Ausführliche Darstellungen findet man bei Kopfermann /Kop58/, Lindgren und Rosén /Lin75/, Armstrong /Arm71/, Stacey /Sta66/, Bauche und Champeau /Bau76/ und in einem noch zu veröffentlichenden Artikel von Torbohm, Fricke und Rosén /Tor84/.

10.1) Hyperfeinstruktur und Kernmomente

Die Hyperfeinstruktur ist durch die Wechselwirkung zwischen dem Atomkern und der Elektronenhülle gegeben. Die Energie eines Hfs-Niveaus $|I, J, F\rangle$ ergibt sich ohne äußere Felder zu:

$$W_{\text{Hfs}}(I, J, F) = W_J + \frac{1}{2} A C + B \frac{\frac{3}{4} C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}$$

mit J = Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle

I = Kernspin

F = Gesamtdrehimpuls

$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

W_J = Feinstrukturenergie

$A = (\mu <H_e(0)>)/IJ$ magnetische Wechselwirkungskonstante (A-Faktor)

$B = eQ_S <\phi_{JJ}>$ elektrische Wechselwirkungskonstante (B-Faktor).

A- und B-Faktor stellen eine Parametrisierung der magnetischen Dipol- und der elektrischen Quadrupolwechselwirkung in einen Anteil, der nur von den Eigenschaften der Elektronenhülle und in einen Anteil der nur von den Kerneigenschaften abhängt, dar. Der A-Faktor beschreibt die Wechselwirkung des von den Elektronen am Kernort erzeugten mittleren Magnetfeldes $\langle H_e(0) \rangle$ mit dem magnetischen Dipolmoment des Kerns μ_I (magn. Hfs) und der B-Faktor die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feldgradienten des von den Hüllenelektronen am Kernort erzeugten inhomogenen elektrischen Feldes $\langle \phi_{JJ} \rangle$ und dem elektrischen spektroskopischen Quadrupolmoment des Kerns Q_S (elektr. Hfs).

Eine theoretische Berechnung von $\langle H_e(0) \rangle$ und $\langle \phi_{JJ} \rangle$ ist äußerst schwierig, vor allem bei nichtalkaliähnlichen Elektronenkonfigurationen. Da beide Größen aber einzig von der elektronischen Struktur der Atomhülle abhängen, sind sie für alle Isotope eines Elementes gleich. Sind μ_I und Q_S für mindestens ein Isotop eines Elementes durch eine unabhängige Messung bekannt, so lassen sich die Hüllenanteile bestimmen und damit die Momente für alle Isotope einer Kette aus den A- und B-Faktoren ableiten:

$$(A_1 I_1) / \mu_1 = (A_2 I_2) / \mu_2 \quad \text{und} \quad Q_{S1} / B_1 = Q_{S2} / B_2,$$

wobei diese Beziehungen exakt aber nur im Falle eines idealen Punktkernes gelten.

Bei verschiedenen Isotopen wird von dem über das Kernvolumen nicht konstanten Magnetfeld der Hüllenelektronen eine unterschiedliche Verteilung der magnetischen Momente über das endliche Kernvolumen abgetastet. Durch direkte Messung von A und μ_I bei zwei verschiedenen Isotopen, erhält man die sogenannte differentielle Hyperfeinanomalie $^1\Delta^2$ zwischen den Isotopen 1 und 2:

$$A_1/A_2 = (I_2/I_1) (\mu_1/\mu_2) (1 + ^1\Delta^2).$$

Bei Indium ist ${}^1\Delta^2 < 10^{-4}$ /Ulm84/ und bei Zinn ist ${}^1\Delta^2 < 5 \cdot 10^{-5}$ /Krü/ und damit vernachlässigbar. Entsprechende Anomalien für B bzw. für Q_S sind noch nicht bekannt.

Bei Kernen mit abgeschlossenen "magischen" Schalen lassen sich die Quadrupolmomente hinreichend gut durch die Einteilchen-Quadrupolmomente der Valenzneutronen beschreiben:

$$Q_{\text{theo.}} = -\langle r^2 \rangle \frac{2j - 1}{2j + 2} \left(1 - \frac{2\lambda - 2}{2j - 1} \right),$$

wobei λ die Zahl der Neutronen in der Unterschale zum Drehimpuls j ist. Bei bekannter Kopplung kann aus dem spektroskopischen Quadrupolmoment das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 des Kerns berechnet werden /Boh75/:

$$Q_0 = Q_S \left[\frac{(I+1)(2I+3)}{I(2I-1)} \right],$$

wobei diese Projektionsformel in guter Näherung nur für einen starren axialsymmetrischen stark deformierten Rotator in starker Kopplung gilt. Aus Q_0 läßt sich der Deformationsparameter $\langle \beta \rangle$, der statische Deformation beschreibt, herleiten:

$$Q_0 = \left(\frac{3}{5\pi} \right)^{1/2} Z r_0^2 A^{2/3} \langle \beta \rangle \text{ mit } r_0 = 1,2 \text{ fm.}$$

Einen anderen Zugang zu den Deformationsparametern bieten die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ elektrischer Quadrupolübergänge. Man erhält die rms-Werte des mittleren quadratischen Deformationsparameters $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$, der statische und dynamische Deformationsanteile beinhaltet:

$$\langle \beta^2 \rangle = \left[\frac{4\pi}{3 Z r_0^2 A^{2/3}} \right]^2 B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+).$$

Diese Beziehung gilt für g-g-Kerne unter der Annahme, daß die gesamte Quadrupolübergangsstärke im $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ konzentriert ist.

10.2) Isotopieverschiebung und Kernladungsradien

Die Änderung der Übergangsfrequenz ν in einem Übergang zwischen den Feinstrukturniveaus zweier Isotope A und A' eines Elementes bezeichnet man als Isotopieverschiebung $\delta\nu^{AA'}$. Unter Vernachlässigung des Kernpolarisationseffektes besteht die IS aus den zwei Anteilen Masseneffekt $\delta\nu_M$ und dem Kernvolumen- oder auch Feldeffekt $\delta\nu_F$:

$$IS^{AA'} = \delta\nu^{AA'} = \nu^{A'} - \nu^A = \delta\nu_M^{AA'} + \delta\nu_F^{AA'} = NME + SME + F \delta\langle r^2 \rangle^{AA'}.$$

Der Masseneffekt beinhaltet den normalen Masseneffekt (NME), der sich durch die sich ändernde reduzierte Masse zwischen den Isotopen ergibt, und dem spezifischen Masseneffekt (SME), der den Einfluß von Korrelationen in der Elektronenbewegung auf die Rückstoßenergie des Kerns beinhaltet. Während der normale Masseneffekt einfach zu berechnen ist, ist eine Berechnung des spezifischen Masseneffektes extrem schwierig und läßt sich mit hinreichender Genauigkeit nur mit Many-Body-Perturbation-Theorie durchführen. Für alkaliähnliche Übergänge erwartet man empirisch, daß beide Effekte etwa gleich groß sind /Hei74/. Beide Effekte sind proportional zu $(A' - A)/(A'A)$, d.h. insgesamt verliert der Masseneffekt mit steigendem A an Bedeutung. Bei den mittelschweren Kernen kann er jedoch von der gleichen Größenordnung wie der Feldeffekt sein.

Der Feldeffekt beschreibt den Einfluß der durch den Einbau (Ausbau) von zusätzlichen Neutronen geänderten Kernladungsverteilung auf die Bindungsenergie der Elektronen, die eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort besitzen. Unter Annahme einer konstanten Elektronendichte am Kernort ergibt sich eine Proportionalität zur Änderung der Elektronenauftenthaltswahrscheinlichkeit zwischen angeregtem (a) und Grundzustand (g) im elektronischen Übergang am Kernort $\Delta|\psi(0)|^2$ und der Differenz der mittleren quadratischen Kernladungsradien $\delta\langle r^2 \rangle$ der Isotope A und A' /Ott73/:

$$\delta\nu_F^{AA'} = (2/3) \pi Z e^2 \Delta|\psi(0)|^2 \delta\langle r^2 \rangle^{AA'}$$

$$\text{mit } \Delta|\psi(0)|^2 = |\psi(0)|_a^2 - |\psi(0)|_g^2$$

$$\text{und } \delta\langle r^{2AA'} \rangle = \langle r^{2A'} \rangle - \langle r^{2A} \rangle.$$

Diese Gleichung wird üblicherweise mit Hilfe eines Faktors F faktorisiert. Berücksichtigt man ferner, daß die Elektronenwellenfunktion über den Kern nicht konstant ist, erhält man zusätzlich Beiträge höherer radialer Momente $\delta\langle r^{2n} \rangle$ zur Isotopieverschiebung:

$$\delta v_F^{AA'} = F \delta\langle r^{2AA'} \rangle \quad \rightarrow \quad \delta v_F^{AA'} = F \lambda^{AA'}$$

$$\text{mit } \lambda^{AA'} = \delta\langle r^{2AA'} \rangle + (c_2/c_1)\delta\langle r^{4AA'} \rangle + (c_3/c_1)\delta\langle r^{6AA'} \rangle + \dots$$

Die Koeffizienten c_i sind bei Seltzer /Sel69/ für Röntgenübergänge tabelliert und können, da sie für s-Elektronen weitgehend unabhängig von der Hauptquantenzahl sind, für die optischen Übergänge übernommen werden. Die Änderung der radialen Momente läßt sich im Rahmen des Liquid-Drop Modells berechnen zu /Klu79/:

$$\delta\langle r^{2nAA'} \rangle_{\text{unif}} = [2n/(2n+3)] R_0^{2n} \delta A/A \text{ mit } R_0 = 1,2 A^{1/3} \text{ fm.}$$

Um die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradiuses zu bestimmen, ist neben dem spezifischen Masseneffekt die Kenntnis des elektronischen Faktors F unter Berücksichtigung der Relativistik notwendig. Man kann $\Delta|\psi(0)|^2$ direkt mit Dirac-Fock (DF) oder Multi-Configuration-Dirac-Fock (MCDF) Verfahren berechnen. Für Zinn und Indium stehen DF-Rechnungen von B. Fricke /Fri84/ zur Verfügung.

Der zweite Weg ist der übliche Weg nach dem von Heilig und Steudel angegebenen Verfahren /Hei74/. Der elektronische Faktor F wird in einen der Änderung der nichtrelativistischen Elektronendichte am Kernort proportionalen Faktor E und einen Faktor, der die relativistischen Korrekturen zu E und die endliche Kernaussdehnung berücksichtigt, zerlegt:

$$F = E \cdot f(z)$$

$$\text{mit } E = (\pi a_0^3 / Z) \Delta |\psi(0)|^2$$

$$\text{und } f(z) = (5/2) \frac{[1/2(A + A')]^{1/3}}{r_0^2 (A' - A)} C_{\text{unif}}^{AA'} \text{ und } r_0 = 1,2 \text{ fm.}$$

Hierbei ist $C_{\text{unif}}^{AA'}$ eine theoretische Isotopieverschiebungskonstante für eine homogen geladene Kugel mit dem Radius $R_0 = r_0 A^{1/3}$, die nach Babushkin /Bab62,63/, Bodmer /Bod53,54,58,60/ oder Fradkin /Fra62/ berechnet werden kann, wobei man bei $C_{\text{unif}}^{AA'}$ nach Babushkin einen zusätzlichen Faktor anbringen muß /Zim84/.

Für die Berechnung der nichtrelativistischen Änderung der Elektronenladungsdichte am Kernort gibt es folgende Lösungswege:

Man berechnet $\Delta |\psi(0)|^2$ mit der nichtrelativistischen Hartree-Fock Methode. Ist ein s-Elektron am Übergang beteiligt, kann man die totale Änderung in einem (core + ns) $\rightarrow$ (core' + np)-Übergang unter Vernachlässigung kleinster Beiträge von np_{1/2}-Elektronen mit Einführung eines Abschirmfaktors β schreiben:

$$\Delta |\psi(0)|_{\text{ns-np}}^2 = \beta |\psi(0)|^2$$

$$|\psi(0)|_{\text{core}}^2 + |\psi(0)|_{\text{ns}}^2 - |\psi(0)|_{\text{core}'}^2$$

$$\text{mit } \beta = \frac{\quad}{|\psi(0)|_{\text{ns}}^2}$$

Hierbei wird β mit HF oder DF berechnet, wobei die Unsicherheiten für β bei 10% liegen /Bau81/. Man bestimmt $|\psi(0)|_{\text{ns}}^2$ für alkaliähnliche ns-Elektronen ist nach den folgenden zwei semiempirischen Methoden:

1) Durch Auswerten von Feinstrukturtermen mit Hilfe der Goutsmith-Fermi-Segre-Formel /Kop58/, /Kuh62/:

$$|\psi(0)|_{ns}^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} \frac{Z Z_a^2}{n^*} (1 - d\sigma/dn)$$

mit $Z_a = 1$ für neutrale Atome, $Z_a = 2$ einfach ionisierte Atome usw. und $n^* = n - \sigma$, wobei n^* die effektive Hauptquantenzahl der um den Quantendefekt σ verringerten Hauptquantenzahl n ist.

2) Berechnung aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung durch den A_s -Faktor über den Fermikontaktterm /Kop58/:

$$|\psi(0)|_{ns}^2 = \{ 3 A_s / (8\pi a_0^3 \alpha^2 R_\infty g' F_r(j,Z) (1-\delta) (1-\epsilon)) \}$$

mit $g' = g_I/1863,1$, wobei g_I der Kern-g-Faktor ist ($g_I = \mu_I / I$)

$F_r(j,Z)$ relativistischer Korrekturfaktor

$(1 - \delta)$ Korrektur auf Grund der ausgedehnten Kernladung
(Breit-Schawlow-Korrektur)

$(1 - \epsilon)$ Korrektur wegen des über das Kernvolumen ausgeschmierten
magnetischen Dipolmoments (Bohr-Weisskopf-Effekt).

Nach Analysen von Lindgren und Rosén /Lin75/ und Bauche /Bau81/ ist der Korrekturfaktor wie bei Kopfermann angegeben zu groß, was zu kleine Werte für $|\psi(0)|_{ns}^2$ liefert, andererseits überschätzt nach Bauche die Goutsmith-Fermi-Segre-Formel die Elektronendichte am Kernort beträchtlich. Der Kernpolarisationseffekt, der in guter Näherung direkt proportional zur Elektronendichte am Kernort ist, wird vernachlässigt.

Üblicherweise wird in einem einfachen Zwei-Parameter-Modell die Variation der $\delta \langle r^2 \rangle$ -Werte innerhalb einer Isotopenkette auf die Änderung des Kernvolumens und der Deformation zurückgeführt:

$$\langle r^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle (1 + 5/(4\pi) \langle \beta^2 \rangle)$$

mit $\langle r_0^2 \rangle$, dem mittleren quadratischen Kernladungsradius des entsprechenden sphärischen Kerns gleichen Volumens /Sta66/, /Ull75/. Mit dieser Gleichung ergibt die Änderung von $\langle r^2 \rangle$ innerhalb einer Isotopenkette:

$$\delta \langle r^2 \rangle^{AA'} = \delta \langle r_0^2 \rangle^{AA'} + 5/(4\pi) \langle r_0^2 \rangle \delta \langle \beta^2 \rangle^{AA'},$$

d.h. man erhält zwei Beiträge: einmal einen stetig variierenden Volumenbeitrag, der die Änderung im Radius des hypothetisch sphärischen Kerns beschreibt, und einen Deformationsanteil. Man sieht, daß nach diesem Ansatz die aus der IS bestimmten $\delta \langle r^2 \rangle$ -Werte wie die B(E2)-Werte von $\langle \beta^2 \rangle$ abhängen. Myers und Schmitt /Mye83/ zeigen einer Zusammenstellung den Vergleich der $\langle r^2 \rangle$ -Werte mit einem um einen theoretischen Deformationsparameter erweiterten Droplet-Modell, daß Schaleneffekte in $\langle r^2 \rangle$ Deformationseffekte sind und es keinen Hinweis auf Schaleneffekte im Volumenbeitrag gibt.

11) Referenzliste

- Ahm 83 S.A. Ahmad, G. Huber, W. Klempt, H. Lochmann, R. Neugart, G. Ulm, K. Wendt und die ISOLDE Kollaboration, Verhandl. DPG(VI) **18**, 1137 (1983), und zu veröffentlichen
- Ans 84 M. Anselment, Doktorarbeit Karlsruhe 1984, KfK-Bericht 3797 (1984) ISSN 0303-4003
- Arm 71 L. Armstrong, Jr., *Theory of the Hyperfine Structure of Free Atoms*, Wiley, New York (1971)
- Auf 78 P. Aufmuth, H.-P. Clieves, K. Heilig, A. Steudel und D. Wendtlandt, Z. Phys. **A 285**, 357 (1978)
- Auf 82a P. Aufmuth, J. Phys. **B 15**, 3127 (1982)
- Auf 82b P. Aufmuth, private Mitteilung (1982)
- Aug 84 G. Auger, J.M. Lagrange, M. Pautrat und J. Vanhorenbeeck, Nucl. Phys. **A 426**, 109 (1984)
- Bab 62 F.A. Babushkin, Sov. Phys. JETP **15**, 1113 (1962)
- Bab 63 F.A. Babushkin, Sov. Phys. JETP **17**, 1118 (1963)
- Bäc 81 A. Bäcklin, N.G. Jonsson, R. Julin, J. Kantele, M. Luontama, A. Passoja und T. Poikolainen, Nucl. Phys. **A 351**, 490 (1981)
- Bai 83 P.E.G. Baird, S.A. Blundell, G. Burrows, C.J. Foot, G. Meisel, D.N. Stacey und G.K. Woodgate, J. Phys. **B 16**, 2485 (1983)
- Bau 76 J. Bauche und R.-J. Champeau, in: Adv. At. Mol. Phys. **12**, D.R. Bates (Hrsg.), S. 39 (1976)
- Bau 81 J. Bauche, Comments At. Mol. Phys. **10**, 57 (1981)
- Bei 75 M. Beiner, H. Flocard, Nguyen van Gai und P. Quentin,

Nucl. Phys. **A 238**, 29 (1975)

- Bel 84 Ch. Belfrage, S. Hörbäck, C. Levinson, I. Lindgren,
H. Lundberg und S. Svanberg, Z. Phys. **A 316**, 15 (1984)
- Ben 84 C. Bengtsson, C. Ekström, L. Robertsson, J. Heinemeier und
die ISOLDE Collaboration, PSer. **30**, 164 (1984)
- Ben 84a N. Bendali, H.T. Duong, J.M. Saint Jalm und J.L. Vialle,
J. Physique **45**, 421 (1984)
- Ber 82a D. Berdichevsky , Dissertation, Gießen (1982)
- Ber 82b D. Berdichevsky und U. Mosel, Nucl. Phys. **A 388**, 205 (1982)
- Ber 83 J. Bernabéu und T.E.O. Ericson, Z. Phys. **A 309**, 213 (1983)
- Ber 84 D. Berdichevsky und G. Ulm, GSI Scientific Report 1983, (1984)
- Ber 84a G. Berthes, G. Huber, R. Menges, H. Lochmann, G. Ulm,
Verhandl. DPG(VI) **19**, 730 (1984)
- Ber 84b G. Berthes, Diplomarbeit Mainz 1984, unveröffentlicht
- Bha 69 S.K. Bhattacharjee, F. Boehm und P.L. Lee,
Phys. Rev. **188**, 1919 (1969)
- Bod 53 A.R. Bodmer, Proc. Roy. Soc. **A 66**, 1041 (1953)
- Bod 54 A.R. Bodmer, Proc. Roy. Soc. **A 67**, 622 (1954)
- Bod 58 A.R. Bodmer, Nucl. Phys. **9**, 371 (1958/59)
- Bod 60 A.R. Bodmer, Nucl. Phys. **21**, 347 (1960)
- Boh 75 A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2,
Benjamin, Reading (1975)
- Bro 84 B.A. Brown, C.R. Bronk und P.E. Hodgson, J. Phys. G: Nucl Phys.

10, 1683 (1984)

- Buc 81 F. Buchinger, Dissertation, Mainz (1981)
F. Buchinger, P. Dabkiewicz, H.-J. Kluge, A.C. Mueller,
E.W. Otten und die ISOLDE Kollaboration,
Hyperfine Interact. **9**, 165 (1981)
- Bus 83 F. Busch, D. Chroome, H. Göringer, V. Hartmann, J. Lowsky,
D. Marinescu, M. Richter und K. Winkelmann, GSI-Report **83-4** (1983)
- Car 80 J. Cariou und P. Luc, *Atlas du Spectre d'Absorption de la
Molecule de Tellure*, Laboratoire AIME-COTTON, CNRS II (1980)
- Chi 76 S.W. Chi, *Heat Pipe - Theorie and Practice*, McGraw-Hill
Book Company (1976)
- Dev 53 G.V. Deverall, K.W. Meissner und G.J. Zissis,
Phys. Rev. **91**, 297 (1953)
- Din 84 U. Dinger, Diplomarbeit Mainz 1984, unveröffentlicht
- Duc 51 H.E. Duckworth, C.L. Kegley, J.M. Olson und G.S. Stanford,
Phys. Rev. **83**, 114 (1951)
- Ebe 85 J. Eberz priv. Mitteilung und GSI-Scientific Report 1984 (1985)
- Esa 76 M.T. Esat, D.C. Kean und R.H. Spear, Nucl Phys. **A 274**, 237 (1976)
- Fic 72 J.R. Ficenec, L.A. Fajardo und W.P. Trower, Phys. Lett. **42 B**, 213 (1972)
- Fra 62 E.E. Fradkin, Sov. Phys. JETP **15**, 550 (1962)
- Fri 84 B. Fricke, private Mitteilung (1984)
- Ger 79 S. Gerstenkorn, Comments At. Mol. Phys. **9**, 1 (1979)
- Gia 81a N. van Giai und H. Sagawa, Nucl. Phys. **A 371**, 1 (1981)
- Gia 81b N. van Giai und H. Sagawa, Phys. Lett. **106 B**, 379 (1981)

- Gom 84 J.M.G. Gomez und A.P. Zuker, *Proc. 7th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants (AMCO - 7)*, Darmstadt-Seeheim (1984), S. 537
- Hag 81a E. Hagn und E. Zech, *Phys. Rev. C* **24**, 2222 (1981)
- Hag 81b E. Hagn, E. Zech, G. Eska, *Z. Phys. A* **300**, 339 (1981)
- Hef 84 E.F. Hefter, *Verhandlungen DPG (VI)* **19**, 749 (1984)
- Hei 74 K. Heilig und A. Steudel, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 613 (1974)
- Hog 74 W. Hogervorst, C. Ekström, S. Ingelman, G. Wannberg, *Physica Scripta* **9**, 317 (1974)
- Hub 80 F. Hubert, A. Fleury, R. Bimbot und D. Gardès, *Annales de Phys.* **5**, 1 (1980)
- Iva 75 E.A. Ivanov, A. Iordachescu und G. Pascovici, *Rev. Roum. Phys.* **20**, 141 (1975)
- Jac 81 D.A. Jackson, *Physica* **103C**, 437 (1981)
- Joh 82 M.G. Johnston, I.S. Grant, P. Misaelides, P.J. Nolan, P. Peuser, R. Kirchner, O. Klepper, E. Roeckl, P. Tidemand-Petersson, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **8**, 1405 (1982)
- Kau 76 S.L. Kaufman, *Opt. Commun.* **17**, 309 (1976)
- Kin 71 W.H. King, *J. Phys. B* **4**, 288 (1971)
- Kir 84 R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, T. Kühl, P.-O. Larsson, D. Marx, E. Roeckl, K. Rykaczewski, D. Schardt, J. Eberz, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, G. Ulm, High Yield Production of Neutron-Deficient Indium, Tin, Thallium and Lead Isotopes, zu veröffentlichen in *Nucl. Instr. and Meth.*
- Kle 77 W. Klempt, Diplomarbeit Mainz 1977, unveröffentlicht

- Kle 82 W. Klempt, R. Neugart, F. Buchinger, A.C. Mueller, K. Wendt, C. Ekström und die ISOLDE-Kollaboration, in: *Lasers in Nuclear Physics*, C.E. Bemis, Jr. und H.K. Carter (Hrsg.), Harwood, New York, S. 257 (1982)
- Klu 79 H.-J. Kluge, in: *Progress in Atomic Spectroscopy*, Part B, W. Hanle und H. Kleinpoppen (Hrsg.), S. 727 (1979)
- Köh 76 H.S. Köhler, Nucl. Phys. *A* 258, 301 (1976)
- Kop 58 H. Kopfermann, *Nuclear Moments*, Academic, New York (1958)
- Krü 72 H. Krüger, O. Lutz, A. Nolle u. A. Uhl, Z. Naturforsch. 27A, 173 (1972)
- Kuh 62 H.G. Kuhn, *Atomic Spectra*, Longman, London (1962)
- Led 78 C.M. Lederer und V.S. Shirley (Hrsg.), *Table of Isotopes*, 7. Auflage, J. Wiley, New York (1978)
- Lin 75 I. Lindgren und A. Rosén, in: *Case Studies in Atomic Physics 4*, E.W. McDaniel und M.R.C. McDowell (Hrsg.), S. 93 und S. 197 (1975)
- Loc 84 H. Lochmann, J. Eberz, G. Huber, R. Menges, G. Ulm, T. U. Kühl, GSI Scientific Report 1983 (1984)
- Lur 66 A. Lurio, Phys. Rev. 142, 46 (1966)
- Mas 74 H.S.W. Massey und H.B. Gilbody, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Vol. 4, Clarendon, Oxford (1974)
- Mye 83 W.D. Myers und K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. *A* 410, 61 (1983)
- Nei 80 J.H.M. Neijzen und A. Dönszelmann, Physica 98C, 235 (1980)
- Nei 81 J.H.M. Neijzen und A. Dönszelmann, Physica 106C, 271 (1981)
- Nor 70 L.C. Northcliffe und R.F. Schilling, Nucl. Data Tables *A* 7, 233 (1970)

- Nuy 82 C. Nuytten, D. Vandeplassche, E. van Walle und L. Vanneste,
Phys. Rev. C 26, 1701 (1982)
- Ott 73 E.W. Otten, in: *Nuclear Interactions with Extranuclear Fields*,
Proc. XI Winter School on Nuclear Interactions,
Zakopane, S. 74 (1973)
- Rap 62 D. Rapp und W.E. Francis, J. Chem. Phys. 37, 2631 (1962)
- Rea 80 J. Reader, Ch. H. Corliss, W. L. Wiese u. G.A.Martin,
*Wavelength and Transition Probabilities in Atoms and Atomic
Ions*, National Bureau of Standards 1980
- Ree 71 B.S. Reehal und R.A. Sorensen, Nucl. Phys. A 161, 385 (1971)
- Rei 81 W. Reisdorf, Z. Phys. A 300, 227 (1981)
- Roe 84 E. Roeckl, Contribution to the XXII International Meeting on
Nuclear Physics, Bormio, GSI-84-4, preprint (1984)
- San 65 P.G.H. Sandars und J. Beck, Proc. R. Soc. A 289,97 (1965)
- Sel 69 E.C. Seltzer, Phys. Rev. 188, 1916 (1969)
- Sil 73a J.D. Silver und D.N. Stacey, Proc. R. Soc. Lond. A 332, 129 (1973)
- Sil 73b J.D. Silver und D.N. Stacey, Proc. R. Soc. Lond. A 332, 139 (1973)
- Sta 66 D.N. Stacey, Rep. Prog. Phys. 29, 171 (1966)
- Sto 84 N.J. Stone, *Proc. 7th Intern. Conf. on Atomic Masses and
Fundamental Constants (AMCO - 7)*, Darmstadt-Seeheim (1984) S. 307
- Thi 81 C. Thibault, F. Touchard, S. Büttgenbach, R. Klapisch, M. de Saint Simon,
H.T. Duong, P. Jacquinet, P. Juncar, S. Liberman, P. Pillet, J. Pinard,
J.L. Vialle, A. Pesnelle und G. Huber, Phys. Rev. C 23, 2720 (1981)
- Tom 62 W.J. Tomlinson und H.J. Stroke, Nucl. Phys. 60, 614 (1962)

- Tor 84 G. Torbohm, B. Fricke u. A. Rosén, unveröffentlicht 1984
- Ull 75 S. Ullrich und E.W. Otten, Nucl. Phys. **A 248**, 173 (1975)
- Ulm 82 G. Ulm, G. Huber, H. Lochmann, R. Kirchner, T.U. Kühl, D. Marx
GSI Scientific Report 1981 (1982)
- Ulm 84 G. Ulm, Dissertation Mainz 1984, GSI-84-8 Report 1984, ISSN: 0171-4546
- Van 81 L. Vaneste, D. Vandeplasse, E. van Walle, J. Greenen,
C. Nuytten, H. Marshak, in: *Proc. 4th Intern. Conf. on
Nuclei far from Stability*, Helsingor, CERN 81-09 1981
- Van 82 D. Vandeplasse, E. van Walle, C. Nuytten und L. Vanneste,
Phys. Rev. Lett. **49**, 1390 (1982)
- Van 83 D. Vandeplasse, E. van Walle, C. Nuytten und L. Vanneste,
Nucl. Phys. **A 396**, 115c (1983)
- Wap 77 A.H. Wapstra und K. Bos, At. Data Nucl. Data Tables **19**, 175 (1977)
- Wap 84 A.H. Wapstra, G. Audi, K. Bos und R. Hocksha, zu veröffentlichen in
Nucl. Phys.
- Wen 81 R. Wenz, A. Timmermann und E. Matthias, Z. Phys. **A 303**, 87 (1981)
- Wou 83 J.M. Wouters, H.M. Thierens, J. Äystö, M.D. Cable,
P.E. Haustein, R.F. Parry und Joseph Cerny,
Phys. Rev. C **27**, 1745 (1983)
- Zim 84 D. Zimmermann, Z. Phys. **A 315**, 123 (1984)

12) Danksagung

An dieser Stelle ist allen zu danken, die zu der vorliegenden Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. G. Huber für die Themenstellung, seine engagierte Mitarbeit beim Aufbau und der Durchführung der Experimente und die hilfreichen Diskussionen bei der Lösung physikalischer Probleme,

Herrn Dr. R. Kirchner für seine freundschaftliche Unterstützung und Zusammenarbeit im Allgemeinen und beim Betrieb der Ionenquellen und Massenseparatoren, den Planungen der off-line und on-line Aufbauten, die stetige Weiterentwicklung der on-line Ionenquellen zu höheren Ausbeuten für Indium und nicht zuletzt den unermüdlichen Einsatz bei den Strahlzeiten,

Herrn Dr. G. Ulm für die freundschaftliche Zusammenarbeit von Anbeginn an bei der Bewältigung von allen das gemeinsame Projekt betreffenden Aufgaben und Problemstellungen, die schließlich den Erfolg der Messungen ermöglichten,

Herrn Dipl.-Phys. J. Eberz für die Erstellung des Datenaufnahmesystems und die Programmentwicklung zur Datenaufnahme und Experimentsteuerung,

Herrn Dr. D. Marx für die Angaben zur Produktion sowohl aus den Rechnungen mit dem HIVAP-Evaporations-Code als auch aus der Analyse der mit der on-line γ -Spektroskopie gewonnenen Daten.

Die Messungen in den Strahlzeiten wurden in kollegialer Zusammenarbeit von allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. G. Huber aus Mainz (G.Berthes, U. Dinger, J. Eberz, R. Menges und G.Ulm) und der Arbeitsgruppe Laserspektroskopie und der Massenseparatorgruppe der GSI in Darmstadt (R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, T.U. Kühl, P.O. Larsson, D. Marx, K. Rykaczewski, E. Roeckl, D. Schardt) durchgeführt.

Den Herren K.-H. Behr, A. Brünle, C. Bruske, K.-H. Burkhard und W. Hüller ist sowohl für die Unterstützung bei den Strahlzeiten als auch für die oftmals geleistete Hilfe bei den technischen und elektronischen Problemen zu danken.

Der Dank gilt auch den Feinmechanischen Werkstätten des Instituts für Physik der Johannes-Gutenberg Universität in Mainz, die mit großem Einsatz der Herren Schreiber und Janß die Teile der Meßapparatur angefertigt haben.

